

Heribert J. P. Reitböck

**EIN X - BAND - RUBIN - MOLEKULARVERSTÄRKER
MIT EINER BETRIEBSTEMPERATUR VON 90°K
FÜR BIOPHYSIKALISCHE ANWENDUNGEN**

Frankfurt am Main 1963



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546707_0009

aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik in Frankfurt a.M.

Direktor: Professor Dr.Dr.Dr. B. Rajewsky

Ein X-Band-Rubin-Molekularverstärker
mit einer Betriebstemperatur von 90°K
für biophysikalische Anwendungen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
JOHANN-WOLFGANG-GOETHE-UNIVERSITÄT
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
HERIBERT J.P.REITBÖCK
aus Ried im Innkreis (Österreich)

1963

Gedruckt mit Genehmigung der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main.

1. Referent: Prof. Dr. B. RAJEWSKY

2. Referent: Prof. Dr. H. DÄNZER

Tag der mündlichen Prüfung:

25. und 26. Juli 1963

Inhaltsverzeichnis

<u>1. Einleitung</u>	Seite
1.1 Meßtechnische Schwierigkeiten bei der Durchführung von Elektronenspinresonanzuntersuchungen an biologischen Objekten	1
1.2 Zur Anwendung des Molekularverstärkers als Vorverstärker eines Elektronenspinresonanzspektrometers	3
1.3 Eigenschaften eines Molekularverstärkers	6
<u>2. Die Entwicklung des Molekularverstärkers</u>	
(Geschichtlicher Überblick)	7
<u>3. Die physikalischen Grundlagen des Molekularverstärkers</u>	
3.1 Prinzipielle Wirkungsweise	11
3.2 Die paramagnetische Elektronenresonanz	15
3.3 Die Übergangswahrscheinlichkeit für angeregte Übergänge	19
3.31 Allgemeine Darstellung	19
3.32 Die Übergangswahrscheinlichkeit von Elektronenspins im magnetischen Wechselfeld	21
3.321 Isolierte Spins	21
3.322 Gekoppelte Spins	25
3.4 Methoden zur Erzeugung eines emissionsfähigen Systems	28
3.41 2-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker	28
3.411 Inversion durch adiabatischen Resonanzdurchgang	29
3.412 Inversion durch "180°-Impuls".	30
3.42 3-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker	32
3.43 4-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker	35
3.431 Gegentakt- (Push-Pull)-Pumpen.	36
3.432 Stufen- (Push-Push)-Pumpen	37

4. Die aktive Substanz

4.1 Allgemeine Anforderungen	39
4.2 Geeignete Materialien für 4-Niveau-Betrieb	40
4.21 Salze	40
4.22 Edelsteine	41
4.3 Rubin als aktive Substanz	43
4.31 Kennwerte	43
4.32 Berechnung der Energieterme für Gegen- taktumpen	44

5. Spezielle Probleme bei einem Festkörper-Molekular-
verstärker mit höherer Arbeitstemperatur

51

5.1 Die Abhängigkeit der emittierten Leistung von der Kristalltemperatur	51
5.2 Untersuchung der Möglichkeiten zur Steigerung der emittierten Leistung	53
5.3 Vor- und Nachteile eines Molekularverstärkers mit höherer Arbeitstemperatur.	59
5.31 Betriebskosten.	59
5.32 Aussteuerungsbereich.	59
5.33 Ausgangsleistung als Oszillator	60
5.34 Rauscheigenschaften	61
5.35 Vergleich mit dem parametrischen Ver- stärker	61

6. Rauschen

6.1 Das Eigenrauschen des Molekularverstärkers	62
6.2 Das Verstärkerrauschen eines Spektrometers mit Molekularverstärker	68

7. Experimenteller Aufbau eines 4-Niveau-Rubin-
Molekularverstärkers

7.1 Voruntersuchungen	70
7.2 Die Anpassungstransformatoren	79

7.3 Der Resonator	81
7.31 Berechnung der Resonanzfrequenz	81
7.32 Korrektur der Resonanzfrequenz	85
7.33 Herstellung der Resonatoren	86
7.4 Schaltbild und Beschreibung der Messanordnung . .	88
7.41 Signalkreis	88
7.42 Pumpkreis	91
7.43 Magnetfeld	91
7.5 Justierung	92
7.51 Resonanzfrequenzen und Anpassung	92
7.52 Einstellung des Push-Pull-Winkels	93
7.6 Ergebnisse	95
7.61 Umkehrung des paramagnetischen Absorptions- spektrums in ein Emissionsspektrum	95
7.62 Entdämpfungseffekte	96
7.63 Messung des Verstärkungsfaktors	99
7.64 Messung der Bandbreite	100
7.65 Ausgangsleistung des schwingenden Molekular- verstärkers	100
7.66 Aussteuerungskurve	101
7.67 Gesamtansicht des Molekularverstärkers . . .	103
<u>8. Zusammenfassung</u>	104
Literaturverzeichnis	106

1. Einleitung

1.1 Meßtechnische Schwierigkeiten bei der Durchführung von Elektronenspinresonanzuntersuchungen an biologischen Objekten.

Zum Nachweis der geringen Radikalkonzentrationen, die beim Ablauf bestimmter chemischer Prozesse in biologischen Substanzen auftreten, reicht die Empfindlichkeit herkömmlicher Elektronenspinresonanz-Spektrometer nicht aus. Auch Untersuchungen an strahleninduzierten freien Radikalen lassen sich in biologischem Material in der Regel nur durchführen, wenn Bestrahlungsdosen appliziert werden, die weit über physiologisch tragbaren Dosen liegen, so daß Rückschlüsse auf die Vorgänge bei Bestrahlung mit medizinisch üblichen Dosen (~ 100 r) im allgemeinen nicht möglich sind.

Außer durch die niedrigen Radikalkonzentrationen werden ESR-Untersuchungen an biologischen Substanzen noch durch einen weiteren Umstand erschwert: Biologisches Material enthält - mit Ausnahme von bestimmten Mikroorganismen, trockenen Samen u.a. - einen hohen Prozentsatz von Wasser. In dem Frequenzbereich, der für ESR-Untersuchungen aus technischen Gründen infrage kommt, hat Wasser einen hohen Absorptionskoeffizienten, so daß die Spinresonanz von der Absorption des Wassers überdeckt wird. Da diese Absorption durch die elektrische Feldkomponente bedingt ist, die Spinresonanz dagegen durch die magnetische Feldkomponente, kann man die Verhältnisse verbessern, wenn man die Probe in einer Feldzone anordnet, in der die magnetische HF-Feldstärke ihr Maximum hat und die elektrische HF-Feldstärke gegen Null geht. Wegen der endlichen Dicke der Probe läßt sich eine völlige Ausschaltung der Absorption des Wassers jedoch nicht erreichen. Man sucht daher die Empfindlichkeit des Spektrometers so weit wie möglich zu steigern.

Eine Erhöhung der Spektrometerempfindlichkeit wird außerdem aus folgenden Gründen angestrebt:

Um in einer Probe eine hinreichend große Konzentration an freien Radikalen zu erhalten, ist es in der Regel erforderlich, die Substanz längere Zeit zu bestrahlen. Es ist nun durchaus möglich, daß bereits während der Bestrahlung (und in der Zeit, die bis zur Messung vergeht) kurzlebige Radikale rekombinieren und bei der Messung nicht mehr in Erscheinung treten (RRF 1). Um diese Vorgänge zu erfassen, wäre Impulsbestrahlung mit unmittelbar auf den Bestrahlungsimpuls folgender (rascher) Aufnahme des ESR-Spektrums notwendig.

Eine solche Technik erfordert aus zwei Gründen eine sehr hohe Empfindlichkeit des Spektrometers:

- a. Während der kurzen Bestrahlungszeit (Impulsdauer einige ms bis μ s) kann auch bei hoher Dosisleistung nur eine geringe Dosis appliziert werden; dementsprechend ist die erzeugte Radikalkonzentration gering.
- b. Das ESR-Spektrum muß sehr rasch aufgenommen werden, um zu vermeiden, daß während der Messung nennenswerte Rekombinationen auftreten. Eine rasche Aufnahme des Spektrums erfordert eine entsprechend große Bandbreite der Verstärker, wodurch der Rauschabstand und damit die Nachweisempfindlichkeit verringert wird.

Aus diesen Gründen ist es für biophysikalische Elektronenresonanzuntersuchungen von besonderem Interesse, ein Spektrometer mit größter Nachweisempfindlichkeit zur Verfügung zu haben. Im folgenden Abschnitt soll kurz dargestellt werden, durch welche Faktoren die Empfindlichkeit eines ESR-Spektrometers begrenzt ist und welche Möglichkeiten zur Steigerung der Empfindlichkeit bestehen.

1.2 Zur Anwendung des Molekularverstärkers als Vorverstärker eines Elektronenspinresonanz-Spektrometers

Die Grenzeempfindlichkeit eines ESR-Spektrometers ist gegeben durch das Eigenrauschen des Spektrometers; über ESR-Signale von der Größe des Eigenrauschens (und darunter) können keine Aussagen mehr gemacht werden. Dieses Eigenrauschen stammt aus verschiedenen Rauschquellen; die wichtigsten davon sind:

- a. Das Rauschen der Empfangsdiode und der ersten Verstärkerstufe
- b. Frequenzschwankungen und das Rauschspektrum des Spektrometerklystrons
- c. Mechanische Schwingungen des Meßresonators
- d. Das thermische Rauschen der Probe und des Meßresonators.

Durch einen rauscharmen Vorverstärker, also durch einen parametrischen Verstärker oder durch einen Molekularverstärker (MASER) wäre es möglich, das Signal-Rauschverhältnis zufolge Punkt a.) wesentlich zu verbessern.

Nach Gl. (120) ist das Gesamtrauschen einer Verstärkerkette, ausgedrückt durch den Rauschfaktor F_{12} (Definition s. Abschn. 6.2)

$$F_{12} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \quad (120)$$

wobei F_1 der Rauschfaktor des ersten Verstärkers, also des Molekularverstärkers, F_2 der Rauschfaktor der auf den Molekularverstärker folgenden Verstärkerkette und G_1 der Gewinn (Leistungsverstärkungsfaktor) des Molekularverstärkers ist.

Wenn G_1 genügend groß ist, kann der zweite Term in Gl. (120) gegenüber F_1 vernachlässigt werden, d.h. das gesamte Verstärkerrauschen des Spektrometers wäre praktisch durch die Rauscheigenschaften des Molekularverstärkers bestimmt und daher außerordentlich niedrig.

Durch die Verbindung eines ESR-Spektrometers mit einem Molekularverstärker könnten somit noch sehr schwache ESR-Signale, die bereits unterhalb des Rauschpegels eines üblichen Spektrometers liegen, nachgewiesen werden, so daß die Untersuchung von Proben mit sehr geringer Radikalkonzentration bzw. von wasserhaltigen Proben möglich wäre. Ein Spektrometer mit Molekularverstärker hätte gegenüber einem Video-Spektrometer mit hoher Hochfrequenzleistung den weiteren Vorteil, daß der zu untersuchenden Substanz bei der Messung nur wenig Hochfrequenzleistung zugeführt wird, so daß Meßfehler durch Sättigungseffekte die dann auftreten, wenn die zugeführte Energie nicht rasch genug an das Kristallgitter abgeführt werden kann (hohe Spin-Gitter-Relaxationszeiten) - vermieden werden.

Die Anwendung eines Maser-Vorverstärkers in einem Spektrometer ist jedoch nur sinnvoll, wenn es gelingt, auch die anderen Rauschquellen (b-d) stark zu drosseln; dies gilt vor allem für das Störsignal, das am Resonator zufolge Frequenzschwankungen und des Rauschspektrums des Speiseklystrons entsteht. Dieses Problem wurde von REDHARDT eingehend untersucht und zwei Anordnungen zur Unterdrückung des Klystronrauschens vorgeschlagen und experimentell erprobt: eine Mikrowellen-Kompensationsschaltung (RA2, SJM1) und eine spezielle Frequenz- und Phasenstabilisierungsschaltung, die es ermöglicht, die Schwankungen der Generatorfrequenz sehr klein zu halten, so daß die damit verbundenen Schwankungen der reflektierten Welle unterhalb der Boltzmannschen Rauschleistung liegen (RA3).

Das Rauschen zufolge Punkt c - mechanische Schwingungen des Meßresonators und Änderungen der Resonatordimensionen zufolge der in den Resonatorwänden vom Modulationsfeld hervorgerufenen Wirbelströme - kann durch konstruktive Maßnahmen verringert werden.

Die obere Empfindlichkeitsgrenze eines derartigen rauschkompenzierten Spektrometers wäre somit durch das thermische Rauschen der Probe und des Meßresonators gegeben. Da die Temperatur der zu untersuchenden Substanz einen wichtigen Parameter

bei der Untersuchung, darstellt, kann sie nicht ohne weiteres herabgesetzt werden, um das Rauschen der Probe zu verringern, es sei denn, daß eben das Verhalten der Substanz bei tiefen Temperaturen untersucht werden soll.

In diesem Fall könnten noch sehr geringe Spinkonzentrationen nachgewiesen werden, da das ESR-Signal mit abnehmender Temperatur stärker, das thermische Rauschen der Probe dagegen geringer wird. Da die Spin-Gitter-Relaxationszeiten mit abnehmender Temperatur jedoch stark ansteigen, können zur Messung nur geringe Hochfrequenzleistungen verwendet werden. Diese schwachen, aber sehr rauscharmen Signale würden bei direktem Empfang vom Detektorrauschen stark gestört werden; durch die Verbindung des Spektrometers mit einem Molekularverstärker könnten dagegen besonders in diesem speziellen Fall außerordentlich hohe Nachweisempfindlichkeiten erzielt werden.

Da die biophysikalischen ESR-Untersuchungen im allgemeinen im Temperaturbereich zwischen 80°K und 320°K liegen - biophysikalisch am interessantesten ist dabei der Bereich um Zimmertemperatur - wäre es nicht sinnvoll, ein Spektrometer mit einem bei der Temperatur des flüssigen Heliums ($1,2 - 4,2^{\circ}\text{K}$) arbeitenden Molekularverstärker zu verbinden. Ein Helium-Maser würde, da die Spektrometerempfindlichkeit durch das thermische Rauschen der Probe bestimmt ist, gegenüber einem bei der Temperatur der flüssigen Luft arbeitenden Molekularverstärker keinen merklichen Empfindlichkeitszuwachs bringen. - Im Gegenteil; wie im Abschnitt 5.3 gezeigt wird, hätte ein bei der Temperatur der flüssigen Luft arbeitender Molekularverstärker eine wesentlich höhere Aussteuerungsgrenze, was ihn für die Verbindung mit einem Spektrometer geeigneter macht als einen Helium-Maser, der nur bis zu Eingangsleistungen von ca. 10^{-9} W angesteuert werden kann.

Die tiefe Temperatur des Festkörpers, in dem der Verstärkungsvorgang stattfindet, ist für den Maser jedoch von funktionseller Bedeutung, und es ergeben sich eine Anzahl von

Schwierigkeiten, wenn man versucht, noch bei höheren Temperaturen als ca. 4° K einen Verstärkungseffekt zu erzielen.

Eine Untersuchung der Möglichkeit für das Arbeiten eines Festkörper-Molekularverstärkers bei der Temperatur der flüssigen Luft und der Aufbau eines derartigen Molekularverstärkers waren das Ziel der vorliegenden Arbeit.

1.3 Eigenschaften eines Molekularverstärkers.

Der Molekularverstärker unterscheidet sich in seiner Wirkungsweise und in seinen Eigenschaften grundsätzlich von den bisher üblichen Verstärkersystemen. Während in den elektronischen Verstärkern das zu verstärkende Wechselfeld auf freie Ladungsträger einwirkt, tritt es beim Molekularverstärker in Wechselwirkung mit molekularen Komplexen. Es wird nicht die kinetische und potentielle Energie eines Stromes von Ladungsträgern, sondern die innere Energie der Moleküle in Hochfrequenzenergie umgesetzt.

Daraus ergeben sich die beiden Hauptmerkmale des Molekularverstärkers:

- a. Beim Molekularverstärker entfällt das durch die Geschwindigkeits- und Dichteschwankungen der Elektronen bedingte starke Rauschen der elektronischen Verstärker. Das verbleibende Eigenrauschen kann so klein gehalten werden, daß es prinzipiell möglich ist, Molekularverstärker zu entwickeln, die noch die Verstärkung einzelner Energiequanten erlauben und damit die Grenzempfindlichkeit physikalischer Methoden erreichen.
- b. Der Frequenzbereich, in dem das Prinzip des Molekularverstärkers theoretisch angewandt werden kann, ist außerordentlich groß.

Während der Realisierung elektronischer Verstärker und

Oszillatoren für Wellenlängen unterhalb des Millimeterwellenbereiches aus konstruktiven Gründen eine Grenze gesetzt ist - die frequenzbestimmenden Elemente würden von solcher Kleinheit, daß sie nicht mehr gefertigt werden können - stehen molekulare "Resonatoren", also molekulare Systeme mit entsprechend gelagerten Zuständen der inneren Energie, für fast jeden Frequenzbereich, bis über das Gebiet optischer Frequenzen zur Verfügung.

2. Die Entwicklung des Molekularverstärkers (geschichtlicher Überblick)

Den ersten Hinweis, die innere Energie molekularer Systeme durch angeregte Emissionen zur Verstärkung von Mikrowellenfeldern zu benutzen, gab J. WEBER 1952 (WJ1). 1954 wurde von GORDON, ZEIGER und TOWNES an der Columbia University, N.Y. (GZ1) der erste Molekularverstärker mit einem Ammoniakstrahl als aktiver Substanz entwickelt. Dieser "Ammoniakmaser" gab nur eine Leistung von 10^{-11} W ab und hatte eine extrem schmale Bandbreite von 2 kHz bei einer Signalfrequenz von 24 GHz. Das machte ihn zwar als Verstärker wenig geeignet, doch stellte er als Oszillator ein ausgezeichnetes Frequenznormal dar.

Von GORDON, ZEIGER und TOWNES wurde auch das Wort "Maser", als Abkürzung für "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation" (Mikrowellenverstärkung durch angeregte Emission von Strahlung) geprägt.

Fast zur gleichen Zeit (1954, 1955) veröffentlichten BASOV und PROKHOROV in der UdSSR (BNP1,2,3) Vorschläge für einen Gasstrahlmaser.

Die Nachteile des Gasstrahl-Molekularverstärkers - geringe Bandbreite und geringe Ausgangsleistung - lassen sich durch Verwendung von Festkörpern als aktive Substanzen vermeiden: 1956 wurden von COMBRISSON, HONIG und TOWNES die Möglichkeiten für die Verwendung eines Festkörpers ($\text{Mn Si F}_6, 6 \text{ H}_2\text{O}$) als aktive Substanz eines Molekularverstärkers untersucht. Es gelang, die Besetzung zweier Spinzustände zu invertieren und damit ein emissionsfähiges System zu erzielen. (Prinzip des 2-Niveau-Molekularverstärkers)

In den folgenden Jahren wurden 2-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker (2-N-FMV) von verschiedenen Arbeitsgruppen entwickelt, wobei der emissionsfähige Zustand entweder mittels eines "180°-Impulses" oder mittels des "adiabatischen Resonanzdurchganges" (s. Abschnitt 3.4) erreicht wurde. Bei allen diesen Verstärkern wurde die aktive Substanz mit flüssigem Helium gekühlt.

So berichten FEHER, GORDON u.M. (FGB1) 1957 über Emissionen von Elektronenspinsystemen bei 1,2°K, wobei als aktive Substanz in Silizium eingebauter Phosphor verwendet wurde.

1958 bauten CHESTER, WAGNER und CASTLE (CWC1) einen 2-N-FMV für eine Signal- und Pumpfrequenz von 9GHz mit bestrahlten Quarz- bzw. Magnesiumoxyd-Einkristallen als aktivem Material. Dieser Molekularverstärker erreichte bei einer Kristalltemperatur von 4,2°K nach jeder Inversion 125 μ s lang einen Verstärkungsfaktor von ca. 100 (20 dB).

Der Nachteil der 2-Niveau-FMV ist, daß sie nach jeder Inversion nur kurze Zeit (maximal Millisekunden) verstärken; dann muß das Spinsystem wieder "aufgeladen" werden (wechselweiser Impulsbetrieb).

1956 schlug BLOEMBERGEN (BN1) einen 3-Niveau-Betrieb für Festkörper-Molekularverstärker vor und gab die theoretischen Grundlagen dafür an. Diese Arbeit wurde richtunggebend für die weitere Entwicklung.

Der 3-N-FMV erlaubt kontinuierlichen Betrieb und vermeidet damit den Hauptnachteil des 2-N-FMV. Zudem läßt sich der emissionsfähige Zustand durch "Pumpen" mit einer höheren Frequenz sehr einfach und in stabiler Weise erzielen. Dieser "Pumpvorgang", auf den in Abschn. 3.4 noch ausführlich eingegangen wird, besteht im wesentlichen darin, daß auf die Verstärkersubstanz (z.B. Rubin) neben dem zu verstärkenden Signalfeld ein zweites Hochfrequenzfeld, das "Pumpfeld" einwirkt, das die Elektronen auf höhere Energieniveaus "pumpt" und damit die Energie für den Verstärkungsprozeß liefert.

1957 berichteten SCOVIL, FEHER und SEIDEL (SHF1) über den er-

folgreichen Betrieb eines nach BLOEMBERGENS Vorschlag gebauten 3-Niveau-Festkörper-Molekularverstärkers mit Gadolinium-Äthylsulfat als aktivem Material. Mit diesem Molekularverstärker (Signalfrequenz 9 GHz, Pumpfrequenz 17,5 GHz) wurde bei einer Bandbreite von 100 kHz ein Verstärkungsfaktor von 20 dB erreicht; dem entspricht ein Spannungsgewinn-Bandbreiteprodukt von 1 MHz. Die abgegebene Leistung betrug ca. $15 \mu\text{W}$. In einem wenig später von McWHORTER und MEYER (MM1) beschriebenen 3-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker wurden erstmals die Elektronenspinzustände von Chrom-Ionen ($\text{K}_3\text{Cr}(\text{CN})_6$) für den Verstärkungsvorgang benützt. Ein gegenüber dem Kalium-Chrom-Kobalt-Cyanid für Festkörper-Molekularverstärker wesentlich günstigerer Einbau des Chrom-Ions liegt in Rubin ($\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}_2\text{O}_3$) vor. Elektronenresonanzuntersuchungen an Rubin waren bereits 1954 und 1955 in der UdSSR von ZAPIROV, SHAMONIN, MANENKOW und PROKHOROV (ZMS1, ZP1) und in den USA von GEUSIC (G1) durchgeführt worden, so daß die magnetischen Eigenschaften verhältnismäßig gut bekannt waren.

1958 wurde von KIKUCHI, MAKHOV, LAMBE und TERHUNE (KM2) die Verwendung von Rubin als aktive Substanz eines Molekularverstärkers vorgeschlagen und der erste Rubin-Molekularverstärker gebaut (Signalfrequenz 9,22 GHz, Pumpfrequenz 24,2 GHz). Dieser Molekularverstärker arbeitete nach einem von den Verfassern entwickelten sehr wirkungsvollen Pumpverfahren, dem sogenannten "Gegentakt"- oder "Push-Pull-Pumpen" (vergl. Abschn.3.431), das 4 Energieterme mit geeigneten Abständen erfordert, wie sie in Rubin bei einer bestimmten Lage der Kristallachse zum Magnetfeld vorliegen.

In den folgenden Jahren spaltete sich die Entwicklungsarbeit in verschiedene Richtungen: Erhöhung der Bandbreite (Wanderfeldverstärker (DSS1), Erweiterung des Frequenzbereiches bis in das Gebiet optischer Frequenzen (LASER)(SAT1,MT3,MT4 u.a.).

Auf eine Entwicklung, die in der Richtung der vorliegenden Arbeit liegt, soll noch näher eingegangen werden:

Alle bisher gebauten Mikrowellen-Festkörpermolekularverstärker erforderten flüssiges Helium als Kühlmittel ($1,2 - 4,2^{\circ}$ K), da mit steigender Temperatur der paramagnetischen Substanz die Spin-Gitter-Relaxationszeiten so stark abnehmen, daß ein emissionsfähiger Zustand nicht erreicht werden konnte.

1958 gelang es nun DITCHFIELD und FORRESTER (DF1) erstmals, noch bei der Temperatur des unterkühlten flüssigen Stickstoffes (55° K) mit einem 4-Niveau-Rubin-Molekularverstärker einen Verstärkungseffekt zu erzielen. Sie erreichten ein Gewinnbandprodukt von 3,8 MHz.

1960 berichtete MAIMAN (MT1) über einen 4-Niveau-Rubin-Molekularverstärker, bei dem es durch günstige Wahl der verfügbaren Parameter gelang, trotz einer noch höheren Kristalltemperatur (77° K) ein Gewinnbandprodukt von 14 MHz zu erzielen.

Der im Rahmen dieser Arbeit gebaute Molekularverstärker stellt eine Weiterführung dieser Entwicklung dar; es konnte bei einer Kristalltemperatur von 90° K ein Gewinnbandprodukt von 21,5 MHz erreicht werden.

3. Die physikalischen Grundlagen des Molekularverstärkers

3.1 Prinzipielle Wirkungsweise.

Der Verstärkungseffekt des Molekularverstärkers beruht - wie in Abschnitt 1.3 bereits angedeutet wurde - auf der Wechselwirkung zwischen einem elektromagnetischen Wechselfeld und Materie mit geeigneten Zuständen der inneren Energie.

Eine Auspaltung in Zustände verschiedener Energie, deren Energiedifferenz Frequenzen im HF- und UHF-Gebiet entspricht, kann man erreichen, indem man eine Substanz, die elektrische oder magnetische Dipole enthält, in ein statisches elektrisches oder magnetisches Feld bringt. (Stark-Effekt bzw. Zeeman-Effekt).

Unter der Einwirkung des Feldes orientieren sich die Dipole in bestimmten Richtungen, derart, daß im thermodynamischen Gleichgewicht die Zustände niedrigerer innerer Energie häufiger sind als die Zustände höherer Energie.

Es soll zunächst ein System betrachtet werden, in dem nur zwei Dipollagen (parallel und antiparallel zum äußeren Feld) möglich sind (Abb.1).

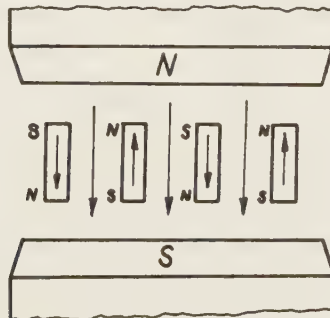


Abb. 1

Da die antiparallel zum Feld gerichteten Dipole beim Umklappen in die "stabile" Lage (parallel zum Feld) Energie abgeben, muß die innere Energie der antiparallelen Dipole höher sein.

Diese Verhältnisse kann man in einem Termschema darstellen:



Abb. 2

E_1 ist die Energie des Zustandes 1 (Dipollage parallel zum Feld) und n_1 die Zahl der Teilchen, die sich in diesem Zustand befinden. Der Index 2 bezeichnet den energetisch höheren Zustand 2.

Im thermodynamischen Gleichgewicht sind die Besetzungszahlen der Energieterme gegeben durch die BOLTZMANN-Beziehung

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} < 1 \quad (1)$$

wobei k die BOLTZMANN-Konstante und T die absolute Temperatur bedeuten.

Trägt man in obigem Termschema auf der Abszisse die Besetzungszahlen der Energiezustände auf, so ergibt sich folgendes Bild:

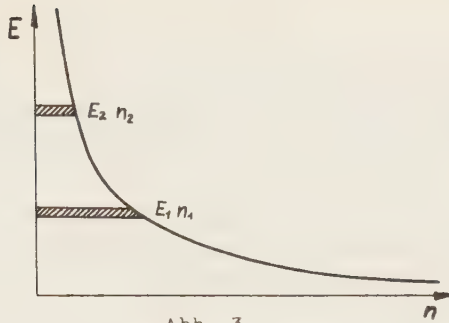


Abb. 3

Läßt man nun auf ein derartiges System ein elektromagnetisches Wechselfeld einwirken, dessen Frequenz ω der BOHR'schen Bedingung

$$E_2 - E_1 = \Delta E = \hbar \omega \quad (2) \quad (\hbar = \frac{h}{2\pi} \dots \text{PLANCK'sches Wirkungsquantum})$$

genügt, so werden Übergänge zwischen den beiden Energiezuständen angeregt. Da die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen unter dem Einfluß des Hochfrequenzfeldes vom Zustand 1 in den Zustand 2 übergeht (p_{12}) genau so groß ist, wie die Wahrscheinlichkeit für den Übergang von 2 nach 1 ($p_{12} = p_{21}$, vgl. Kap. 3.3), der Zustand 1 jedoch stärker besetzt ist, werden insgesamt mehr Teilchen vom energetisch niedrigeren Zustand 1 in den energetisch höheren Zustand 2 übergehen als umgekehrt, d.h. das System nimmt aus dem Feld Energie auf.

Die vom molekularen System zufolge der Übergänge $1 \rightarrow 2$ absorbierte Leistung ist

$$P_a' = n_1 \rho_a \hbar \omega \quad (3a)$$

Das Wechselfeld regt jedoch auch Übergänge $2 \rightarrow 1$ an, bei denen Energie emittiert wird:

$$P_g' = n_2 \rho_a \hbar \omega \quad (3b)$$

sodaß sich die effektiv dem Feld entzogene Leistung durch Verbindung der Gln. 3a und 3b ergibt:

$$P_a = P_a' - P_g' = (n_1 - n_2) \rho_a \hbar \omega \quad (3)$$

Im Zentimeterwellenbereich ist bis zur Temperatur des flüssigen Heliums

$$\frac{\hbar \omega}{kT} \ll 1 \quad (4) \quad \text{und es}$$

kann Gl. (1) in eine Reihe entwickelt werden:

$$n_2 \doteq n_1 (1 - \frac{\hbar\omega}{kT}) \quad (5)$$

Mit $N = n_1 + n_2$ (= Gesamtzahl der Dipole) ergibt sich aus Gl. (5) die Besetzungsdifferenz der Energieniveaus näherungsweise zu

$$(n_2 - n_1) \doteq n_1 \frac{\hbar\omega}{kT} \doteq \frac{N}{2} \cdot \frac{\hbar\omega}{kT} \quad (6)$$

und mit Gl. (3) für die absorbierte Leistung:

$$P_a \doteq \frac{N}{2kT} \rho_{12} (\hbar\omega)^2 \quad (7)$$

Wenn es nun durch irgendwelche Methoden gelingt, die Besetzungszahlen der beiden Energieniveaus zu vertauschen, sodaß der energetisch höhere Zustand stärker besetzt ist, so werden die energieabgebenden Übergänge ($2 \rightarrow 1$) häufiger sein als die energieaufnehmenden Übergänge ($1 \rightarrow 2$) und das anregende Feld wird verstärkt. *)

Die emittierte Leistung wäre analog zu Gl. (7)

$$P_e \doteq - \frac{N}{2kT} \rho_{12} (\hbar\omega)^2 \quad (8)$$

Dies ist das Grundprinzip des Molekularverstärkers.

Der emissionsfähige Zustand kann durch eine negative absolute Temperatur des Systems beschrieben werden, die ihrem Betrage nach so groß ist wie die Temperatur, bei der im Falle der Boltzmannverteilung ein gleich großer Besetzungsunterschied der beiden Energieniveaus besteht, nur daß im Fall negativer "Spintemperaturen" - im Gegensatz zur Boltzmannverteilung - der energetisch höhere Spinzustand stärker besetzt ist.

*) Die Erzeugung eines emissionsfähigen Systems durch Inversion der Besetzungszahlen zweier Energiezustände liegt dem 2-Niveau-Molekularverstärker zugrunde. Die gebräuchlichsten Methoden, mit denen eine Inversion erreicht werden kann, werden in Abschn. 3.41 beschrieben.

Beim 3- und 4-Niveau-Molekularverstärker kann - wie in Abschn. 3.42 und 3.43 gezeigt wird - das Übergewicht der Besetzung eines energetisch höheren Zustandes gegenüber einem Zustand niedrigerer Energie sogar wesentlich größer sein, als es bei einfacher Inversion der Fall wäre.

Dieser Begriff der negativen Temperatur ist jedoch nur bei zwei möglichen Energiezuständen sinnvoll; sind mehr Energieterme vorhanden, so kann man nur von einer Temperatur zwischen zwei Energiezuständen sprechen.

Die vereinfachte Betrachtung der Energieverhältnisse beim Molekularverstärker, die zu Gl. (8) führte, zeigt bereits zwei wichtige charakteristische Eigenschaften des Molekularverstärkers:

- a. Die emittierte Leistung fällt mit niedriger werdender Frequenz stark ab. Molekularverstärker sind daher vor allem für das UHF-Gebiet und darüber von Bedeutung, obwohl ihr Arbeitsprinzip auch bei niedrigeren Frequenzen anwendbar wäre.
- b. Die emittierte Leistung sinkt mit steigender Temperatur; dies ist einer der Gründe, warum Molekularverstärker bei sehr tiefen Temperaturen arbeiten.

Aus Gl. (8) ist nicht unmittelbar ersichtlich, wie die Steuerung der emittierten Leistung durch das Signalfeld erfolgt; sie geschieht über die Übergangswahrscheinlichkeit p_{12} , die von der Magnetfeldstärke des Signalfeldes H_s und damit von der eingestrahlten Signalleistung P_s abhängt:

$$p_{12} = c' H_s^2 = c'' P_s \quad (9)$$

3.2 Die paramagnetische Elektronenresonanz

In UHF-Festkörper-Molekularverstärkern werden als aktive Substanzen ausschließlich paramagnetische Materialien verwendet. Paramagnetisches Verhalten zeigen Atome und Ionen mit unvollständig besetzten Elektronenschalen, wobei sich die Elektronen in solchen Zuständen befinden, daß der resultierende Spin ungleich null ist.

Bringt man ein derartiges System in ein magnetisches Gleichfeld, so ergibt sich eine Aufspaltung der Elektronenspinzustände, wie in Abschn. 3.1 bereits gesagt wurde. Im Nachfolgenden soll zunächst - ohne Berücksichtigung des Einflusses von Elektronenbahn, Kristallfeld u.a. - die Bewegung eines freien Spins in einem Magnetfeld dargestellt werden:

Befindet sich ein Elektron mit dem Spindrehimpuls $\vec{s}$ und dem magnetischen Moment

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{s} \quad *) \quad (10)$$

in einem Magnetfeld, so übt das Feld auf das magnetische Dipolmoment des Elektrons ein Drehmoment aus, das den Dipol in Feldrichtung zu orientieren versucht:

$$\vec{d} = [\vec{\mu} \times \vec{H}] \quad (11)$$

wobei $\vec{d}$ das Drehmoment und $\vec{H}$ die Magnetfeldstärke bedeutet. Dieses Drehmoment bewirkt eine zeitliche Änderung des Drehimpulses:

$$\vec{d} = \frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} \quad (12)$$

Die Verbindung der Gln. (11) und (12) ergibt die Bewegungsgleichung des Elektrons im Magnetfeld:

$$(13)$$

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma [\vec{\mu} \times \vec{H}]$$

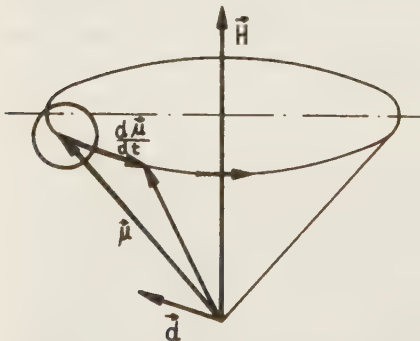


Abb. 4

*) Die Konstante γ in Gl. (10) ist das "gyromagnetische Verhältnis". Die Gegensinnigkeit von $\vec{\mu}$ und $\vec{s}$ wird durch den negativen Zahlenwert von γ ausgedrückt.

Zur Lösung dieser Differentialgleichung ist es zweckmäßig, ein um die z-Achse (Richtung von $\vec{H}$) mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ rotierendes Koordinatensystem einzuführen.

Die zeitliche Ableitung eines beliebigen Ortsvektors $\vec{a}$ in einem mit $\vec{\omega}$ rotierenden Koordinatensystem ist allgemein

$$\left(\frac{d\vec{a}}{dt}\right)_{\text{rot}} = \left(\frac{d\vec{a}}{dt}\right)_{\text{fest}} - [\vec{\omega} \times \vec{a}] \quad (14)$$

wenn $\left(\frac{d\vec{a}}{dt}\right)_{\text{fest}}$ die Ableitung im feststehenden Koordinatensystem ist.

Die Bewegungsgleichung des Elektrons im rotierenden System ist somit:

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)_{\text{rot}} - \gamma[\vec{\mu} \times \vec{H}] - [\vec{\omega} \times \vec{\mu}] = \gamma[\vec{\mu} \times (\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma})] \quad (15)$$

Diese Gleichung entspricht Gl. (13); der Unterschied liegt lediglich darin, daß anstelle von $\vec{H}$ eine "effektive Feldstärke" $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}$ (16) steht.

Für $\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 = -\gamma\vec{H}$ (17) verschwindet $\vec{H}_{\text{eff}}$ und $\vec{\mu}$ ist im rotierenden Koordinatensystem zeitlich konstant; d.h. die magnetischen Dipole rotieren mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_0$ um eine Drehachse in Richtung des Magnetfeldes $\vec{H}$.

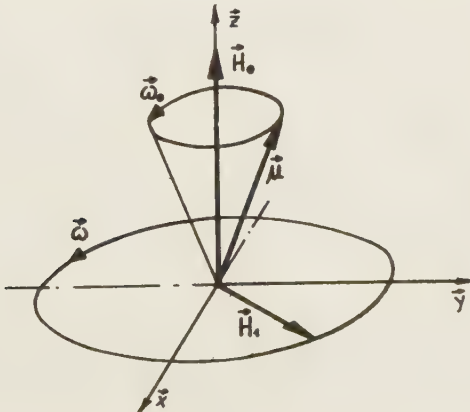


Abb. 5

Auf das um die z -Achse präzedierende Elektron wirke nun ein in der xy -Ebene zirkular polarisiertes Magnetfeld $\vec{H}_1$ mit der Drehgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ ein.

In einem ebenfalls mit $\vec{\omega}$ rotierenden Koordinatensystem steht der Feldvektor $\vec{H}_1$ still und kann mit den anderen Feldstärkekomponenten zusammengesetzt werden: (Abb. 5,6)

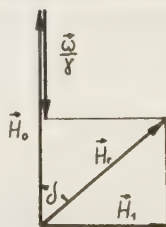


Abb. 6

Es ergibt sich eine resultierende Feldstärke $\vec{H}_r$,

$$H_r = \sqrt{(H_0 + \frac{\omega}{\gamma})^2 + H_1^2} \quad (18)$$

um die der Vektor des magnetischen Momentes $\vec{\mu}$ mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_r = \gamma \vec{H}_r$ präzediert. (19)

Zur experimentellen Feststellung der Elektronenspinresonanz stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung: *)

- Nachweis der Änderung der z -Komponente der Magnetisierung. (Vgl. "Molekularstrahlresonanzverfahren" nach KABI u.M.)
Lit.: KM1
- Beeinflussung der Spins durch ein in x -Richtung orientiertes Hochfrequenzfeld und Nachweis der rotierenden Magnetisierung durch eine Sondenspule, deren Achse in y -Richtung liegt; (nach BLOCH, HANSEN u. PACKARD).
Lit.: BHP 1

*) Die unten angeführten Nachweisverfahren wurden ursprünglich zur Beobachtung von Kernspinresonanzerscheinungen angewandt und erst später zur Nachweis von Elektronenspinresonanzen benützt. Die Literaturzitate beziehen sich auf die erste Anwendung des Verfahrens.

- c. Nachweis der Verstimmung bzw. Güteänderung einer Sonden-
spule (oder eines Mikrowellenresonators) durch die Spin-
resonanz; (nach BLOEMBERGEN, PURCELL u. POUND).
Lit.: BIP1

3.3 Die Übergangswahrscheinlichkeit für angeregte Übergänge^{*)}

3.31 Allgemeine Darstellung

Der stationäre Zustand eines Systems von Elementen sei be-
schrieben durch die SCHRÖDINGER-Gleichung,

$$i\hbar \frac{d\Psi(x,t)}{dt} = \tilde{H}(x) \Psi(x,t) \quad (20)$$

deren Lösung durch Superposition der Eigenfunktionen $\Psi_n(x,t)$
(mit den Energieeigenwerten E_n)

$$\Psi_n(x,t) = \psi_n(x) e^{i\frac{E_n}{\hbar}t} \quad (21)$$

gegeben sei:

$$\Psi(x,t) = \sum_n c_n \Psi_n(x,t) \quad (22)$$

Im Zeitpunkt $t=0$ beginne nun auf das System eine Störung
einzuwirken. Mit dem zeitabhängigen Störoperator $\tilde{W}(x,t)$
lautet die SCHRÖDINGER-Gleichung:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t} = [\tilde{H}(x) + \tilde{W}(x,t)] \Psi(x,t) \quad (23)$$

Eine Lösung der Gl. (23) erhält man nach der DIRAC'schen
Störungstheorie durch Variation der Konstanten $c_n = c_n(t)$.
Es wird angenommen, es existiere eine Lösung

$$\Psi(x,t) = \sum_n c_n(t) \Psi_n(x,t) \quad (24)$$

Zur Bestimmung der Koeffizienten $c_n(t)$ setzt man Gl. (24)
in Gl. (23) ein.

^{*)} Lit.: B1, L1, V1, WJP1

Unter Berücksichtigung von Gl. (20) ergibt sich

$$\sum_n [i\hbar \frac{dC_n(t)}{dt} \Psi_n(x,t) - C_n(t) \tilde{W}(x,t) \Psi_n(x,t)] = 0 \quad (25)$$

Multipliziert man Gl. (25) mit $\Psi_m^*(x,t)$ und integriert über den Konfigurationsraum, so erhält man unter Benützung der Orthogonalitäts- und Normierungsbedingungen der Eigenfunktionen

$$\int \Psi_m^* \Psi_n dx = \delta_{mn} \quad \delta_{mn} = \begin{cases} 1 (m=n) \\ 0 (m \neq n) \end{cases} \quad (26)$$

$$i\hbar \frac{dC_m(t)}{dt} = \sum_n C_n(t) \int \Psi_m^*(x,t) \tilde{W}(x,t) \Psi_n(x,t) dx \quad (27)$$

bzw. nach Abspaltung des Zeitfaktors (Gl. (21))

$$i\hbar \frac{dC_m(t)}{dt} = \sum_n C_n(t) W_{mn}(t) e^{-i \frac{E_m - E_n}{\hbar} t} \quad (28)$$

wobei $W_{mn}(t)$ das (zeitabhängige) Matricelement des Operators $\tilde{W}$ darstellt.

$$W_{mn}(t) = \langle m | \tilde{W}(x,t) | n \rangle = \int \Psi_m^*(x) \tilde{W}(x,t) \Psi_n(x) dx \quad (29)$$

Mit

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar} \quad (2)$$

Wird Gl. (28) zu

$$i\hbar \frac{dC_m(t)}{dt} = \sum_n C_n(t) W_{mn}(t) e^{-i\omega_{mn}t} \quad (30)$$

Es sollen nun die Näherungslösungen dieses Differentialgleichungssystems gesucht werden. Dazu wird angenommen, daß sich bis zum Einsetzen der Störung alle Elemente im Zustand Ψ_1 befinden, d.h.

$$c_1(0) = 1 \quad c_n(0) = 0 \quad \text{für } n \neq 1$$

und daß $W \ll H$ ist.

Als Näherungslösung nullter Ordnung (bei vollständiger Vernachlässigung der Störung) ergibt sich:

$$C_n^{(0)}(t) = \delta_{1n} \quad (31)$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (30) ein, so erhält man in erster Näherung

$$i\hbar \frac{dc_m^{(0)}(t)}{dt} = \sum_n c_n^{(0)}(t) W_{mn}(t) e^{-i\omega_{mn}t} = W_{ml}(t) e^{-i\omega_{ml}t} \quad (32)$$

und durch Integration

$$c_m^{(0)}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t W_{ml}(\tau) e^{-i\omega_{ml}\tau} d\tau + c_{ml} \quad (33)$$

Die weiteren Näherungslösungen höherer Ordnung können analog berechnet werden.

$|c_m(t)|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Element zur Zeit t im Zustand E_m vorzufinden (vgl. B1, S.72); somit ist die Übergangswahrscheinlichkeit, also die Wahrscheinlichkeit, daß ein Element im Zeitraum $0 - t$ vom Zustand l in den Zustand m übergegangen ist:

$$p_{lm}(t) = |c_m(t)|^2 \quad (34)$$

wobei

$$\sum_n |c_n(t)|^2 = 1 \quad (35)$$

gilt.

3.32 Die Übergangswahrscheinlichkeit von Elektronenspins im magnetischen Wechselfeld

3.321 Isolierte Spins

Die Ergebnisse aus dem vorigen Abschnitt sollen nun auf ein System isolierter Elektronenspins, die sich in einem äußeren Magnetfeld $\vec{H}_0$ befinden und auf die ein Störfeld $\vec{H}_1(x) \cos \omega t$ einwirkt, angewandt werden.

Die auf den Spindipol wirkende Störenergie beträgt

$$W(x,t) = (\vec{\mu} \vec{H}_1(x,t)) = (\vec{\mu} \vec{e}) H_1(x,t) \quad (36)$$

$\vec{\mu} = \gamma \vec{s}$ (10) ist das magnetische Moment des Spindipols und $\vec{e}$ der Einheitsvektor parallel zur Richtung des Wechselfeldes.

Wenn die Wellenlänge des periodischen Störfeldes groß ist gegenüber den Abmessungen des atomaren Systems, vereinfacht sich Gl. (36) zu

$$W(t) = (\tilde{\mu} \tilde{E}) H_1 \cos \omega t \quad (37)$$

Mit dem zugehörigen Störoperator

$$\tilde{W}(t) = (\tilde{\mu} \tilde{E}) H_1 \cos \omega t \quad (38)$$

können sodann die Matrixelemente berechnet werden:

$$\begin{aligned} W_{mn}(t) &= \int \psi_m^*(x) \tilde{W}(t) \psi_n(x) dx = \\ &= H_1 \cos \omega t \int \psi_m^*(x) (\tilde{\mu} \tilde{E}) \psi_n(x) dx = \\ &= H_1 \cos \omega t (\tilde{\mu}_{mn} \tilde{E}) \end{aligned} \quad (39)$$

μ_{mn} ist das Matrixelement des Operators des magnetischen Momentes; es gibt die Stärke der Dipolmomentkopplung zwischen den Zuständen m und n an.

$$\begin{aligned} \mu_{mn}^x &= \int \psi_m^*(x) \tilde{\mu}^x \psi_n(x) dx \\ \mu_{mn}^y &= \int \psi_m^*(x) \tilde{\mu}^y \psi_n(x) dx \\ \mu_{mn}^z &= \int \psi_m^*(x) \tilde{\mu}^z \psi_n(x) dx \end{aligned} \quad (40)$$

Bei der näherungsweise Bestimmung der Koeffizienten $c_m(t)$, (Gl.(33)), wurden die $c_n(t)$ auf der rechten Seite der Gl. (32) in erster Näherung als konstant $c_n(t) = c_n(0)$ angenommen. Im folgenden sollen die Koeffizienten für ein System mit 2 Energiezuständen E_1 und E_2 , zwischen denen das Wechselfeld $H_1 \cos \omega t$ Übergänge anregt, exakt berechnet werden.

Das Differentialgleichungssystem Gl. (30) ergibt mit Gl. (39)

$$\frac{dC_1(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \cos \omega t [(\vec{H}_1, \vec{\mu}_{11}) C_1(t) + (\vec{H}_1, \vec{\mu}_{12}) C_2(t) e^{-i\omega_{12}t}] \quad (40)$$

$$\frac{dC_2(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \cos \omega t [(\vec{H}_1, \vec{\mu}_{21}) C_1(t) e^{-i\omega_{21}t} + (\vec{H}_1, \vec{\mu}_{22}) C_2(t)]$$

Da der Operator des magnetischen Momentes, $\vec{\mu}$, hermitisch ist, gilt

$$\langle m | \vec{\mu} | n \rangle = \vec{\mu}_{mn} = \langle n | \vec{\mu} | m \rangle = \vec{\mu}_{nm}. \quad (41)$$

Mit

$$\vec{\mu}_{12} = \vec{\mu}_{21} = \vec{\mu} \quad \text{und} \quad \vec{\mu}_{11} = \vec{\mu}_{22} = 0 \quad (42)$$

vereinfachen sich die Gln. (40) zu:

$$\frac{dC_1(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{i\hbar} \cos \omega t e^{-i\omega_{12}t} C_2(t) \quad (43)$$

$$\frac{dC_2(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{i\hbar} \cos \omega t e^{-i\omega_{21}t} C_1(t)$$

Setzt man in Gl. (43) die Gln. (44, 45, 46) ein

$$\omega_{12} = -\omega_{21} = \omega_0 \quad (44)$$

$$\omega - \omega_0 = \Delta\omega \quad (45)$$

$$\cos \omega t = \frac{1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (46)$$

so erhält man

$$\frac{dC_1(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{i\hbar} [e^{i\Delta\omega t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t}] C_2(t) \quad (47)$$

$$\frac{dC_2(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{i\hbar} [e^{i(\omega+\omega_0)t} + e^{-i\Delta\omega t}] C_1(t)$$

Die Terme mit $(\omega+\omega_0)$ in den Gln. (47) stellen Störungen mit Frequenzen weit außerhalb des Resonanzbereiches dar; ihr Beitrag zur Übergangswahrscheinlichkeit ist sehr klein (bei der Integration liefern sie Glieder mit $\frac{1}{\omega+\omega_0}$, die klein sind gegenüber den Gliedern mit $\frac{1}{\Delta\omega}$).

$$\frac{dc_1(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{2i\hbar} e^{i\Delta\omega t} c_2(t)$$

$$\frac{dc_2(t)}{dt} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{2i\hbar} e^{-i\Delta\omega t} c_1(t) \quad (48)$$

Wie man sich durch Substitution in Gl. (48) überzeugen kann, sind die Funktionen

$$c_1 = e^{i\frac{\Delta\omega}{2}t} \left[\cos \lambda t - \frac{i\Delta\omega}{2\lambda} \sin \lambda t \right]$$

$$c_2 = \frac{i(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{2\hbar\lambda} e^{-i\frac{\Delta\omega}{2}t} \sin \lambda t \quad (49)$$

Lösungen des Differentialgleichungssystems (48), wobei

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})}{\hbar} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (50)$$

ist.

Nimmt man wieder an, daß sich zur Zeit $t = 0$ alle Moleküle im Zustand 1 befinden,

$$c_1(0) = 1$$

$$c_2(0) = 0$$

so ist die Wahrscheinlichkeit, nach der Zeit t ein Molekül im Zustand 2 vorzufinden (vgl. 3.31):

$$p_2(t) = |c_2(t)|^2 = \frac{\frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2}{\hbar^2}}{\Delta\omega^2 + \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2}{\hbar^2}} \sin^2 \left[\frac{1}{2} \left(\Delta\omega^2 + \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2}{\hbar^2} \right) t \right] \quad (51)$$

Den Verlauf dieser Funktion zeigt Abb. 7

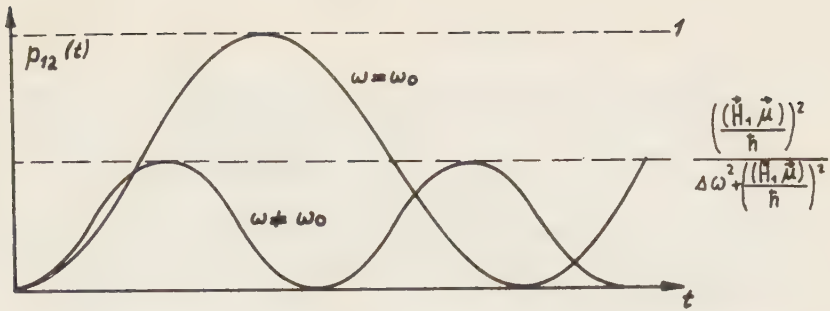


Abb. 7

Gl. (51) wird bei der Darstellung der Wirkungsweise des 2-Niveau-Molekularverstärkers noch näher diskutiert.

Für die vom Spinsystem absorbierte bzw. emittierte Leistung ist die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit maßgebend, die man durch Differentiation nach der Zeit

$$\rho_{mn} = \frac{d}{dt} \rho_{mn}(t) \quad (52)$$

aus Gl (51) unter Benützung des Additionstheoremes

$2 \sin \alpha \cos \alpha = \sin 2\alpha$ erhält:

$$\rho_{12} = \frac{1}{2} \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2}{\hbar^2} \cdot \frac{\sin [\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1, \vec{\mu})^2/\hbar^2]^{\frac{1}{2}} t}{[\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1, \vec{\mu})^2/\hbar^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (53)$$

3.322 Gekoppelte Spins

Die bisherigen Untersuchungen bezogen sich auf eine Anzahl gleichartiger, voneinander unabhängiger paramagnetischer Moleküle, deren Spins in einem äußeren Magnetfeld verschiedene Energiezustände einnehmen können.

Dieses Bild isolierter Spins entspricht jedoch nicht den tatsächlichen Verhältnissen, da die Spins auch untereinander in Wechselwirkung stehen.

Ohne auf die Art der Wechselwirkung einzugehen, soll nur der Effekt dieser Kopplung berücksichtigt werden, der sich in einer Verbreiterung des Resonanzbereiches äußert.

Dazu wird die Elementarwahrscheinlichkeit Gl. (51) mit einer "Linienformfunktion" $g(\omega)$ multipliziert, für die die Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) d\omega = 1 \quad (54)$$

gilt und sodann die Gesamtwahrscheinlichkeit durch Summation der Teilwahrscheinlichkeiten gebildet.

Wenn ω_k die Resonanzfrequenz des k-ten Spins ist, wäre somit über alle $\Delta\omega = \omega - \omega_k$ zu integrieren. Da nach Gl. (51) nur die Spins eine große Übergangswahrscheinlichkeit besitzen, für die $\Delta\omega$ klein ist, also deren Resonanzfrequenz ω_k nahe der Frequenz ω des Störfeldes ist, kann man ohne wesentliche Fehler die Integration von $\Delta\omega = -\infty$ bis $+\infty$ erstrecken. Berücksichtigt man ferner, daß $g(\omega)$ im Wirkungsbereich des Integranden Gl. (51) praktisch als konstant angesehen werden kann *), so ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit eines Systemes gekoppelter Spins:

$$\rho_{12}(t) = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2}{\hbar^2} \cdot g(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \left[\frac{1}{2} \left[\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1, \vec{\mu})^2 / \hbar^2 \right]^{1/2} t \right]}{\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1, \vec{\mu})^2 / \hbar^2} d(\Delta\omega) \quad (55)$$

*) Dies geht auch aus folgender Überlegung hervor:
Die maximale Übergangswahrscheinlichkeit ist nach Gl. (51)

$$|\rho_{12}(t)|_{\max} = \frac{(\vec{H}_1, \vec{\mu})^2 / \hbar^2}{\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1, \vec{\mu})^2 / \hbar^2} \quad (56)$$

Für die Verstimmung $\Delta\omega_n = (\vec{H}_1, \vec{\mu}) / \hbar$ (57) sinkt $|\rho_{12}(t)|_{\max}$ auf den Wert 1/2 ab. $\Delta\omega_n$ stellt somit die (durch die Störung $H_1(t)$ bedingte) "natürliche" Linienbreite dar. Diese natürliche Linienbreite ist jedoch wesentlich schmaler als die Linienbreite zufolge der Wechselwirkung mit Nachbarsystemen, die durch $g(\omega)$ beschrieben wird.

bzw. aus Gl. (53) für die auf die Zeiteinheit bezogene Übergangswahrscheinlichkeit

$$p_{12} = \frac{1}{2} \frac{(\vec{H}_1 \vec{\mu})^2}{\hbar^2} g(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin [\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1 \vec{\mu})^2 / \hbar^2]^{1/2} t}{[\Delta\omega^2 + (\vec{H}_1 \vec{\mu})^2 / \hbar^2]^{1/2}} d(\Delta\omega) \quad (58)$$

Gl. (58) führt für scharfe Resonanzübergänge (bei Vernachlässigung der natürlichen Linienbreite) auf das DIRICHLET'sche Integral

$$p_{12} = \frac{1}{2} \frac{(\vec{H}_1 \vec{\mu})^2}{\hbar^2} g(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \Delta\omega t}{\Delta\omega t} d(\Delta\omega t) \quad (59)$$

mit dem Ergebnis

$$p_{12} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{(\vec{H}_1 \vec{\mu})^2}{\hbar^2} g(\omega) \quad (60)$$

Nimmt man die Richtung des Störfeldes $\vec{H}_1$ parallel zur x-Achse des Koordinatensystemes an, so ist nach Gl. (40 a)

$$(\vec{H}_1 \vec{\mu}) = (\vec{H}_1 \vec{\mu}_{mm}) = H_1 \mu_{mm} = H_1 \iiint \psi_m^* \vec{\mu} \psi_n dx dy dz$$

Mit dem Matrixelement für Übergänge $\Delta m = 1$

$$\mu_{(m-1) \rightarrow m}^x = \langle m-1 | \hat{\mu}^x | m \rangle = \frac{1}{2} \gamma \hbar \sqrt{(S+m)(S-m+1)} \quad (61)$$

(wobei S die Spinquantenzahl und m die magnetische Quantenzahl bedeuten) erhält man schließlich die Übergangswahrscheinlichkeit (allgemein für Übergänge $(m-1) \rightarrow m$)

$$p_{(m-1) \rightarrow m} = \frac{\pi}{8} \gamma^2 H_1^2 g(\omega) (S+m)(S-m+1) \quad (62)$$

Definiert man die Linienbreite der paramagnetischen Resonanz $\Delta\omega_H$ so, daß

$$\Delta\omega_H |g(\omega)|_{\max} = 1 \quad (63)$$

ist, so erhält man für den maximalen Wert der Übergangswahrscheinlichkeit

$$|p_{(m-1) \rightarrow m}|_{\max} = \frac{\pi}{8} \gamma^2 H_1^2 \frac{1}{\Delta\omega_H} (S+m)(S-m+1) \quad (64)$$

3.4 Methoden zur Erzeugung eines emissionsfähigen Systems

Um eine geeignete Substanz in einen "aktiven" Zustand zu versetzen, also ein Übergewicht der Besetzung eines energetisch höheren Zustandes gegenüber einem benachbarten Zustand niedrigerer Energie zu erzielen, wurden eine Anzahl verschiedener Verfahren entwickelt, von denen die wichtigsten im folgenden kurz skizziert werden sollen. Je nachdem, wie viele Energieniveaus dabei ausgenutzt werden, unterscheidet man 2-, 3- und 4-Niveau-Molekularverstärker.

3.41 2-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker (2-N-FMV)

Beim 2-N-FMV *) wird der aktive Zustand generell durch Umkehr der Besetzungszahlen der beiden Energiezustände erzeugt. Eine solche Inversion kann auf verschiedene Weise erreicht werden; am (überlegungsmäßig) einfachsten dadurch, daß - sobald sich die Dipole im Feld orientiert haben und sich das thermische Gleichgewicht eingestellt hat - die Richtung des äußeren Magnetfeldes umgekehrt wird. Wenn diese Feldumkehr so rasch vor sich geht, daß ihr die Dipole nicht folgen können, steht damit für eine kurze Zeitspanne, die durch die Spin-Gitter-Relaxationszeit**) gegeben ist, ein aktives System zur Verfügung; eine Variante dieses Verfahrens bestünde darin, die zu aktivierende Substanz durch zwei gegensinnig orientierte Magnetfelder rotieren zu lassen.

Bei den bisher entwickelten 2-N-FMV wurden jedoch andere Aktivierungsverfahren angewandt, die für die praktische Verwendung geeigneter sind.

*) Lit.: BC1, CWC1, S1, SR1, V1 u.a.

**) Die Spin-Gitter-Relaxationszeit ist die Zeitkonstante, mit der ein gestörtes System wieder der BOLTZMANN-Verteilung zustrebt.

3.411 Inversion durch adiabatischen Resonanzdurchgang

(adiabatic fast passage)

Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt wurde, präzedieren die Spins um den Vektor des resultierenden Feldes $\vec{H}_R$ (vgl. Abb. 6), wobei der Winkel δ , den die Achse der Präzessionsbewegung mit der Richtung des äußeren Magnetfeldes einschließt, durch

$$\tan \delta = \frac{|H_1|}{|H_0| - |\frac{\omega}{\gamma}|} \quad (65)$$

gegeben ist. Dieser Winkel kann durch Ändern der Frequenz des HF-Feldes oder durch Ändern des Betrages der Feldstärke H_0 so beeinflusst werden, daß die Spins von der zum äußeren Magnetfeld parallelen Lage ($H_1 \ll H_0$) in die antiparallele Lage übergeführt werden und umgekehrt, so daß damit eine Inversion der Besetzung eahlen stattfindet. *) (Abb.8)

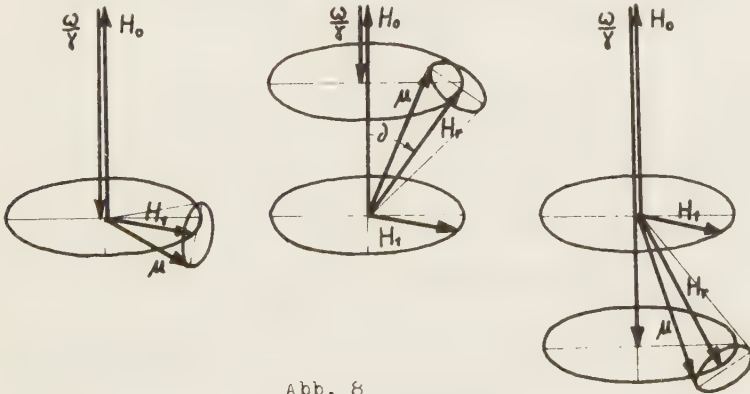


Abb. 8

Der Betriebsablauf des Molekularverstärkers ist in Abb.9 dargestellt:

*) Experimentell günstiger ist, die Frequenz konstant zu halten und das Magnetfeld zu variieren.

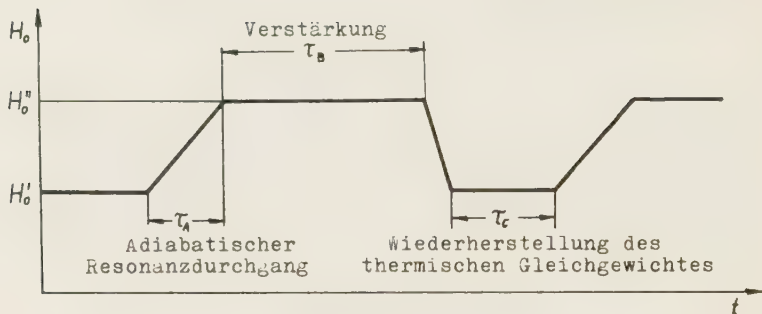


Abb. 9

Die Zeit τ_A , in der sich der Resonanzdurchgang vollziehen muß, liegt innerhalb bestimmter Grenzen; sie muß klein gegenüber der Spin-Gitter-Relaxationszeit T_1 und groß gegenüber der Periodendauer der Präzession um den Vektor des Hochfrequenzfeldes $\vec{H}_1$ sein:

$$T_1 \gg \tau_A \gg \left| \frac{2\pi}{\gamma H_1} \right| \quad (66)$$

3.412 Inversion durch "180°-Impuls"

Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Spinzuständen Ψ_1 und Ψ_2 ist bei Einwirken eines Hochfrequenzfeldes $\vec{H}_1(\omega)$ nach Gl. 52:

$$p_{12} = \frac{(\vec{H}_0 \cdot \vec{\mu})^2 / \hbar^2}{\Delta\omega^2 + (\vec{H}_0 \cdot \vec{\mu})^2 / \hbar^2} \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} [\Delta\omega^2 + (\vec{H}_0 \cdot \vec{\mu})^2 / \hbar^2]^{1/2} t \right\} \quad (52)$$

Im Fall der Resonanz ($\Delta\omega = 0$) ist die Übergangswahrscheinlichkeit $p_{12} = 1$ für $\frac{(\vec{H}_0 \cdot \vec{\mu})}{\hbar} t = \pi$

Läßt man demnach auf das Spinsystem einen Hochfrequenzimpuls der Frequenz

$$\omega = \omega_0 = |\gamma| H_0 \quad (17)$$

einwirken, dessen Dauer

$$\tau = \frac{\hbar\pi}{(\vec{H}_1, \vec{\mu})} \quad (67a)$$

ist, so werden durch den Impuls die Spinorientierungen invertiert.

Dies folgt auch aus der klassischen Darstellung:

Im Falle der paramagnetischen Resonanz ergibt sich nach Abschnitt 3.2 eine Präzession der Spins um den Vektor des Hochfrequenzfeldes $\vec{H}_1$,

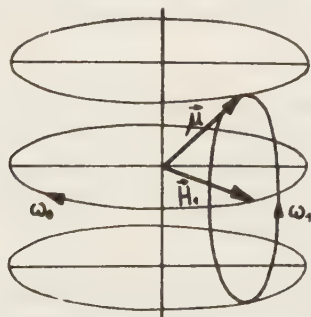


Abb. 10

Nach einem halben Umlauf des Vektors $\vec{\mu}$ um den Feldvektor $\vec{H}_1$, also nach der Zeit

$$\tau = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\omega_1} = \left| \frac{\pi}{\gamma H_1} \right| \quad (67b)$$

ist die z-Komponente des Vektors des magnetischen Momentes von der zum äußeren Feld parallelen Einstellung in die antiparallele Lage gelangt (und umgekehrt), d.h. die Besetzungen der Dipollagen wurden invertiert.

3.42 3-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker

Der Nachteil der 2-N-FMV besteht darin, daß sie nur intermittierenden Betrieb erlauben; das Spinsystem muß periodisch reaktiviert werden.

Kontinuierlichen Betrieb eines Molakularverstärkers ermöglicht ein von BLOEMBERGEN (B1) vorgeschlagenes Arbeitsprinzip, bei dem unter Ausnützung dreier Energieniveaus zwischen zwei Niveaus eine stärkere Besetzung des energetisch höheren Zustandes und damit ein aktives System erzielt wird, indem neben dem Signalfeld ständig ein "Pumpfeld", das Übergänge zwischen dem höchsten und dem tiefsten Energiezustand anregt, eingestrahlt wird.

Dieses Aktivierungsprinzip hat zudem den Vorteil, daß seine technische Durchführung relativ einfach ist und (besonders bei Ausnützung von mehr als drei Energieniveaus) niedrigere negative Spintemperaturen erzeugt werden können, als dies bei einfacher Inversion der Fall ist.

Voraussetzung für die Funktion dieses Arbeitsprinzipes ist, daß die Energiezustände Ψ_1 , Ψ_2 und Ψ_3 keine reinen, sondern gemischte Zustände sind, sodaß neben den Übergängen $\Delta S_z = \pm 1$ auch Übergänge $\Delta S_z = 0$ und $\Delta S_z = \pm 2$ möglich sind.

Dies ist der Fall, wenn neben der Zeeman-Aufspaltung durch das Magnetfeld eine zusätzliche Aufspaltung durch ein Kristallfeld vorliegt.

Substanzen, die eine Anzahl N paramagnetischer Moleküle mit einer Spinquantenzahl $S = 1$ enthalten, ergeben im Magnetfeld eine Aufspaltung in $(2S + 1) = 3$ Energiezustände (E_1 , E_2 und E_3), deren Besetzungszahlen (n_1 , n_2 und n_3) im thermischen Gleichgewicht durch die BOLTZMANN-Beziehung

$$n_i = N \frac{e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{E_n}{kT}}} \quad (68)$$

gegeben sind.

Läßt man auf dieses System ein Pumpfeld der Frequenz

$$\nu_{13} = \frac{E_3 - E_1}{h}$$

einwirken, dessen Intensität so groß ist, daß der Übergang $1 \rightarrow 3$ gesättigt ist und damit die Niveaus 1 und 3 gleich stark besetzt sind, so besteht – je nach Lage des mittleren Energieniveaus – entweder zwischen den Niveaus 3 und 2 oder zwischen den Niveaus 2 und 1 ein Übergewicht der Besetzung des energetisch höheren Zustandes $n_3 > n_2$ oder $n_2 > n_1$ und damit aktives Verhalten bei Einwirken eines Hochfrequenzfeldes der Frequenz ν_{23} bzw. ν_{12} . Der aktive Zustand kann durch eine negative absolute Spintemperatur $T < 0$ beschrieben werden (Abb. 11).

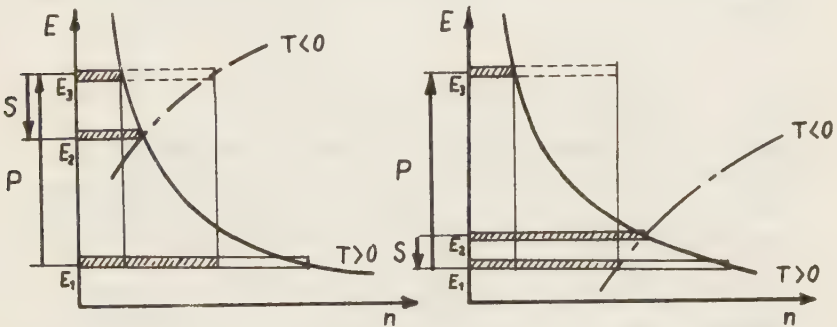


Abb. 11

Neben den durch das Pumpfeld und das Signalfeld angeregten Übergängen treten in dem System noch strahlungslose Übergänge auf, die das Wärmegleichgewicht wiederherzustellen versuchen. (Der Einfluß spontaner Emissionen kann bei diesen Betrachtungen unberücksichtigt bleiben).

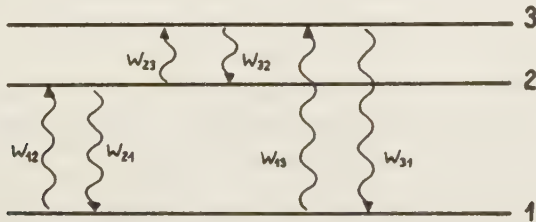


Abb. 12

Die Intensität der strahlungslosen Übergänge zwischen den verschiedenen Energiezuständen soll durch "thermische Übergangswahrscheinlichkeiten", w_{ik} , beschrieben werden, die den Spin-Gitter-Relaxationszeiten $(T_1)_{ik}$ umgekehrt proportional sind.*)

$$w_{ik} = \frac{1}{(T_1)_{ik}} \quad (69)$$

Werden die Signalübergänge zwischen den Niveaus 2 und 3 angeregt, so muß

$$w_{21} > w_{23} \quad (70a)$$

sein, um ein Auffüllen des Niveaus 2 zu vermeiden (Abb. 12). Werden die Signalübergänge zwischen den Niveaus 2 und 1 angeregt, so muß

$$w_{23} > w_{21} \quad (70b)$$

sein.

Unter der Voraussetzung, daß die Pumpübergangswahrscheinlichkeit p_{13} wesentlich größer als die Signalübergangswahrscheinlichkeit p_{23} und die thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten w ist,

$$p_{13} \gg p_{23}, w \quad (71)$$

berechnet sich die erzielbare Besetzungsdifferenz der Signalniveaus nach BLOEMBERGEN (B1) zu:

$$(n_3 - n_2) = \frac{N h}{3 k T} \cdot \frac{w_{21} v_{21} - w_{23} v_{23}}{w_{21} + w_{23} + p_{23}} \quad (72a)$$

Daß bei Anregung der Übergänge $3 \rightarrow 2$ an das Feld Energie abgegeben wird, setzt $(n_3 - n_2) > 0$ voraus; die Bedingung (70a) ist nach Gleichung (72a) somit schärfer zu formulieren:

$$w_{21} v_{21} > w_{23} v_{23} \quad (73a)$$

Für Signalübergänge zwischen den Niveaus 2 und 1 ergibt sich bei Sättigung des Pumpüberganges $1 \rightarrow 3$ **) analog zu Gl. 72a

*) Der Einfluß von Kreuzrelaxationsvorgängen soll vernachlässigbar klein sein.

**) Bei höheren Kristalltemperaturen kann die Bedingung für die Pumpsättigung (Gl. 71) aus technischen Gründen nicht mehr erfüllt werden. Die Gln. (72a) und (72b) müßten mit einem Sättigungsfaktor (< 1) versehen werden, der aus dem Verhältnis von Pumpübergangswahrscheinlichkeit und thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten abgeschätzt werden kann.

$$(n_2 - n_1) = \frac{Nh}{3kT} \cdot \frac{W_{23}V_{23} - W_{21}V_{21}}{W_{42} + W_{23} + \rho_{42}} \quad (72b)$$

mit der Aktivitätsbedingung

$$W_{23}V_{23} > W_{21}V_{21} \quad (73b)$$

Das Chrom-Ion, das aus Gründen, auf die in Abschnitt 4.2 noch näher eingegangen wird, für Festkörper-Molekularverstärker als paramagnetisches Ion besonders geeignet ist, besitzt eine Spinquantenzahl von $S = 3/2$, sodaß sich im Magnetfeld eine Aufspaltung in 4 Energieterme ergibt. In diesem Fall ist die Besetzungsdifferenz $(n_3 - n_2)$ nach (KM1):

a. Pumpübergang 1-3

Signalübergang 2-3

$$(n_3 - n_2) = \frac{Nh}{4kT} \cdot \frac{W_{42}(W_{41}V_{21} - W_{43}V_{32}) + (W_{41} + W_{42} + W_{43})(W_{21}V_{21} - W_{23}V_{32})}{W_{42}(W_{41} + W_{43}) + (W_{41} + W_{42} + W_{43})(W_{21} + W_{32} + \rho_{23})} \quad (74)$$

b. Pumpübergang 2-4

Signalübergang 2-3

$$(n_3 - n_2) = \frac{Nh}{4kT} \cdot \frac{W_{31}(W_{21}V_{32} - W_{41}V_{43}) + (W_{21} + W_{31} + W_{41})(W_{32}V_{32} - W_{43}V_{43})}{W_{31}(W_{41} + W_{43}) + (W_{41} + W_{42} + W_{43})(W_{21} + W_{32} + \rho_{23})} \quad (75)$$

bzw. für den Fall, daß die thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten annähernd gleich groß sind:

$$W_{ik} \doteq W_{m\eta} \doteq W \quad (76)$$

a.

$$(n_3 - n_2) = \frac{Nh}{4kT} \cdot \frac{4W(V_{21} - V_{32})}{2W + 3(2W + \rho_{23})} \quad (77)$$

b.

$$(n_3 - n_2) = \frac{Nh}{4kT} \cdot \frac{4W(V_{32} - V_{43})}{2W + 3(2W + \rho_{23})} \quad (78)$$

3.4.3 4-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker

Besonders günstige Verhältnisse können erreicht werden, wenn für den Aktivierungsprozess mehr als drei Energieniveaus ausgenutzt werden. Bei vier Energieniveaus, wie sie bei Cr^{+++} -Ionen vorliegen, stehen folgende Pumpmöglichkeiten zur Verfügung:

3.431 Gegentakt- (Push-Pull) -Pumpen

Bei einem Winkel $\Theta = 54^{\circ}44'$ zwischen Kristallachse und der Richtung des magnetischen Gleichfeldes liegen bei Rubin die Energieniveaus symmetrisch (vgl. Abschnitt 4.32), sodaß für jede Feldstärke die Energiedifferenzen $(E_3 - E_1)$ und $(E_4 - E_2)$ gleich groß sind (Abb. 13).

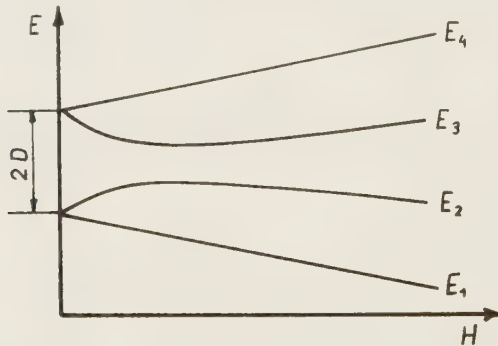


Abb. 13

Das Pumpfeld regt gleichzeitig die Übergänge 1-3 und 2-4 an, wodurch die Besetzungsdifferenz der Signalterme 2-3 erheblich verstärkt werden kann (Abb. 14).

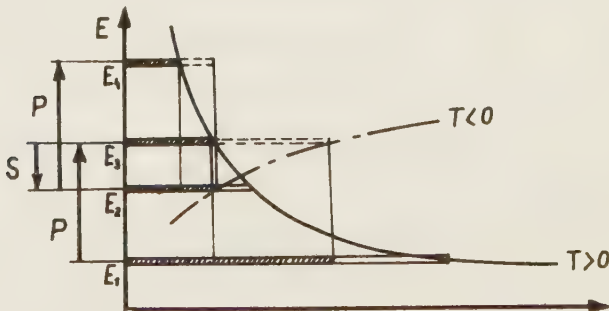


Abb. 14

Die bei Sättigung der Pumpübergänge 1-3 und 2-4 erzielbare Besetzungsdifferenz ist nach KM1:

$$(n_3 - n_2) = \frac{N\hbar}{4kT} \cdot \frac{w_{41} \nu_{41} + w_{43} \nu_{43} + w_{21} \nu_{21} - w_{23} \nu_{23}}{w_{43} + w_{41} + w_{23} + w_{21} + \rho_{23}} \quad (79)$$

bzw. für $w_{ik} \approx w_{mn} \approx w$, $\nu_{21} = \nu_{43}$

$$(n_3 - n_2) = \frac{N\hbar}{4kT} \cdot \frac{w \nu_{21}}{4w + \rho_{23}} \quad (80)$$

Dieses Pumpverfahren ermöglicht die Erzeugung sehr niedriger negativer Spintemperaturen, die (absolut) niedriger als die Temperatur der aktiven Substanz sind, was im Hinblick auf die Verstärkungs- und Rauscheigenschaften des MV von Interesse ist (vgl. Abschnitt 5.2, 5.3, 6.1).

3.432 Stufen- (Push-Push)-Pumpen

Eine hohe Besetzungsdifferenz kann im Mehr- Niveau-Betrieb auch erreicht werden, indem durch Einwirken von zwei (oder mehr) Pumpfeldern verschiedener Frequenz vom tiefsten zum höchsten Energieniveau gepumpt wird (Abb. 15).

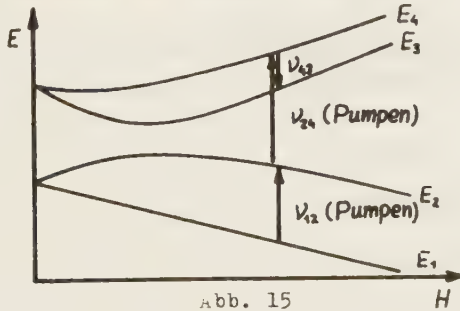


Abb. 15

Dieses Verfahren ist vor allem dann interessant, wenn ein Betriebspunkt möglich ist, bei dem für die erforderliche Signalfrequenz ν_3 die beiden Pumpfrequenzen ν_{12} und ν_{24} gleich groß sind, sodass beide Pumpübergänge vom selben Feld angeregt werden (Abb. 16, 17).

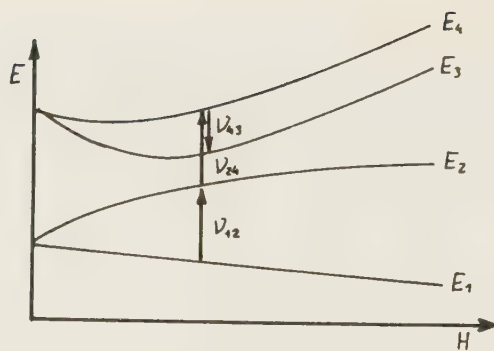


Abb. 16

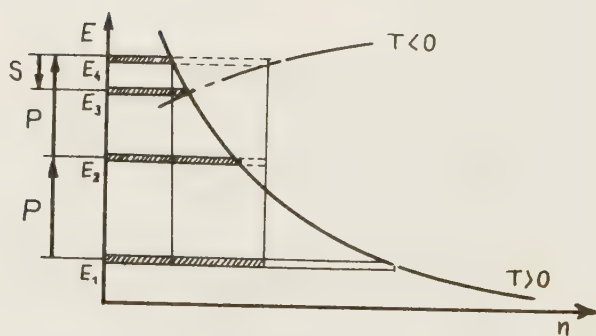


Abb. 17

4. Die aktive Substanz

4.1 Allgemeine Anforderungen

An eine für 4-Niveau-Betrieb (Gegentaktpumpen) geeignete aktive Substanz eines FMV werden folgende Anforderungen gestellt:

- a. Um eine Aufspaltung in mindestens 4 Energieterme zu erreichen, muß das paramagnetische Ion eine Spinquanzenzahl von $S > 3/2$ besitzen. Bei Ionen mit $S > 3/2$ wie Fe^{++} , Fe^{+++} , Mn^{+++} befindet sich ein Teil der Ionen in Energiezuständen, die beim Maser-Betrieb nicht ausgenützt werden, so daß im Interesse einer hohen effektiven Spinzahl $S = 3/2$ sein soll. Geeignete Ionen wären V^{++} und Cr^{+++} mit einer Elektronenkonfiguration $(\text{Ar})3d^{7,4}\text{F}$.
- b. Ebenfalls im Interesse einer hohen effektiven Spinzahl soll keine Hyperfeinaufspaltung durch magnetische Kernmomente vorliegen. Während Vanadium (V^{51}) und Kobalt (Co^{59}) eine Kernspin-Quantenzahl von $I = 7/2$ besitzen, hat das Chrom-Isotop Cr^{52} kein magnetisches Kernmoment, das mit einer natürlichen Häufigkeit von ca. 9,5% (SD1) vorkommende Isotop Cr^{53} mit $I = 3/2$ verursacht lediglich eine zu vernachlässigende Linienverbreitung.

Das Chrom-Ion Cr^{+++} ist somit für 4-N-FMV sehr gut geeignet.

- c. Das paramagnetische Ion soll in einem Molekularverband eingebaut sein, der ebenfalls möglichst frei von magnetischen Kernmomenten ist. Dies ist vor allem zur Erzielung einer hohen Spin-Gitter-Relaxationszeit von Bedeutung; außerdem wird damit vermieden, daß die effektive Spinzahl durch Hyperfeinaufspaltung verringert wird.
- d. Die Wechselwirkung zwischen den paramagnetischen Molekülen, die u.a. auch die Linienbreite der paramagnetischen Resonanz bestimmt, darf nicht zu groß sein. Die paramagnetischen Moleküle müssen daher mit einer bestimmten Konzentration in einen diamagnetischen Kristall

eingebaut werden. Dieser Kristall soll möglichst geringe dielektrische Verluste haben; ersoll vor allem kein gebundenes Wasser enthalten.

- e. Die Aufspaltung der Energieterme durch das Kristallfeld soll so groß sein, daß sie im gewünschten Betriebspunkt etwa der Aufspaltung durch das Magnetfeld entspricht. In diesem Fall (Bereich mittlerer Feldstärken) sind die Energielinien am stärksten gekrümmt und die Übergangswahrscheinlichkeit für die Pumpübergänge $\Delta m_z > 1$ ist groß.

4.2 Geeignete Materialien für 4-Niveau-Betrieb.

Mit Cr^{+++} als paramagnetischem Ion wurden bisher folgende Materialien als aktive Substanzen eines Molekularverstärkers erprobt bzw. vorgeschlagen:

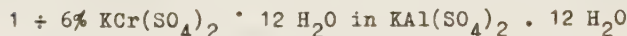
4.21 Salze

- a. Chrom-Kalium-Cyanid



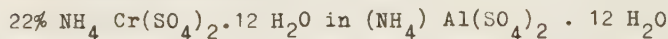
Literatur: MM1, CWC1, KR1, SMD1, AM1, AB1

- b. Chrom-Kalium-Alaun



Lit.: EW1, VV1, BB1.

- c. Chrom-Ammonium-Alaun



Lit.: DS1

Von diesen Materialien wurde in den ersten Jahren der Entwicklung der FMV das Chrom-Kalium-Cyanid von zahlreichen Autoren als aktive Substanz benutzt. Die Nullfeldaufspaltung ($D = 2,49 \text{ GHz}$) hat einen (besonders für den unteren Mikrowellenbereich) günstigen Wert und die Spin-Gitter-Relaxationszeiten sind sehr groß (ca. $0,2 \text{ sec.}$ bei $1,25^\circ\text{K}$). Gegenüber den hydrierten Salzen (b,c) hat das Cyanid den Vorteil,

kein Kristallwasser zu besitzen, so daß eine Verschmäl-
erung der Resonanzlinie durch Verringerung der Konzentration
nicht durch das magnetische Moment der Protonen begrenzt ist.

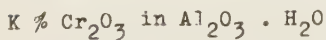
Der Nachteil dieser Salze ist ihre geringe chemische, me-
chanische und thermische Stabilität; sie überdauern oft
nur wenige Abkühlungen, zerspringen, werden von Kondens-
wasser angegriffen und müssen nach kurzer Betriebszeit
ersetzt werden.

4.22 Edelsteine

Wegen ihrer ausgezeichneten Eigenschaften kommt den Edel-
steinen eine besondere Bedeutung als aktive Substanz für
FMV zu. Sie haben durchwegs große Festigkeit, hohe chemische
und thermische Stabilität, gutes Wärmeleitvermögen und ge-
ringe dielektrische Verluste, so daß sie bei Einbau eines
geeigneten paramagnetischen Ions in das Kristallgitter
als aktive Substanzen sehr geeignet wären. Paramagnetische
Ionen, vor allem der Elemente der Eisengruppe, sind in den
meisten natürlichen Edelsteinen bereits vorhanden und ver-
ursachen die Farbe des Steines. Bei synthetischen Steinen
können durch Wahl eines geeigneten Gastgeber-Kristalls und
genau dotierten Einbau des paramagnetischen Ions und even-
tueller Störionen (Dopierung zur selektiven Beeinflussung
der Relaxationszeiten) magnetische Eigenschaften realisiert
werden, die den verschiedensten Anforderungen genügen.

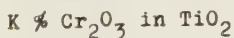
Folgende Edelsteine wurden mit Cr^{+++} als paramagnetischem
Ion - das aus den angeführten Gründen besonders geeignet ist -
zur Verwendung in FMV u.a. vorgeschlagen:

a. Chromoxyd in Spinell



Lit.: MJ2

b. Chromoxyd in Rutil



Lit.: MJ2

c. Chromoxyd in Beryll (Smaragd bzw. Aquamarin)

K % Cr_2O_3 in $\text{BeO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2$

Lit.: MJ2

d. Chromoxyd in Korund (Rubin)

K % Cr_2O_3 in Al_2O_3

Lit.: Siehe 4.31

Die magnetischen Eigenschaften sind dabei in hohem Maße vom Gastgeberkristall, in den das Cr-Ion eingebaut wurde, abhängig. So ist z.B. die Nullfeldaufspaltung für Cr^{+++} in Korund (Rubin) 11,4 GHz, in Kutil 33 GHz und in Smaragd 53,7 GHz (MJ2). *)

*) Die größte bekannte Nullfeldaufspaltung eines Ions der Eisengruppe wurde bei V^{+++} -Ionen in Korund gemessen. Sie beträgt 300GHz (ZK 1, ZP1). V_2O_3 könnte damit als aktives Material für Millimeterwellen-Maser von Bedeutung werden.

4.3 Rubin als aktive Substanz eines Molekularverstärkers

Unter den Materialien, die bisher auf ihre Eignung als aktive Substanz eines FMV untersucht wurden, zeichnet sich Rubin durch besonders günstige Eigenschaften aus.

Der Paramagnetismus des Rubin wird von den Cr^{+++} -Ionen, die in Form von Cr_2O_3 in diamagnetischem Korund (Al_2O_3) mit einer Konzentration von 0,01 % bis 1 % eingebaut sind, hervorgerufen; die Höhe der Chromkonzentration ist dabei ein für die Funktion des MV außerordentlich wichtiger Parameter, auf den in Abschnitt 5.2 noch ausführlich eingegangen wird.

4.31 Physikalische Kennwerte von Rubin:

Kristallform: (hexagonal) rhombohedrisch

Härte: 9

Spez. Gewicht: $4,022 \text{ g cm}^{-3}$

Schmelzpunkt: 2050°C

Spez. Wärme: $0,1981 \text{ cal } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ g}^{-1}$

Ausdehnungskoeffizient: $\alpha_0 = 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$
 $\alpha_1 = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$

Dielektrizitätskonstante: $\epsilon_0 = 11,53$

$\epsilon_1 = 9,53$

Verlustwinkel: $\tan \delta = 2 \cdot 10^{-4}$

Landé - Faktor: $g_0 = 1,9840 \pm 0,0006$

$g_1 = 1,9867 \pm 0,0006$

Nullfeldaufspaltung:	Temp. ($^\circ\text{K}$)	$2D \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$2D \text{ (GHz)}$
	4	-0,3816	-11,447
	77	-0,3820	-11,460
	300	-0,3832	-11,495

Meßfehler: $\pm 0,0002 \text{ cm}^{-1}$ bzw.
 $\pm 0,006 \text{ GHz}$

Lit.: GL1, MJ2, KC1, KMS1, FD1, G1, CS2, BE1, LD1, SS1,
 ST1, WHZ1, WL1, ZMS1.

4.32 Berechnung der Energieterme von Rubin für Gegentakt- pumpen

Um eine starke Anregung der paramagnetischen Resonanzabsorption bzw. -Emission zu erzielen, müssen die Resonanzfrequenzen des Resonators (für das Pump- und Signalfeld) möglichst genau mit den paramagnetischen Resonanzfrequenzen der aktiven Substanz übereinstimmen. Für die Entwicklung eines Molekularverstärkers ist daher die Kenntnis der zu einer bestimmten Kristallorientierung und Magnetfeldstärke gehörigen Übergangsfrequenzen eine wichtige Voraussetzung; sie sollen im folgenden berechnet werden. *)

Der Spin-Hamilton-Operator für das Cr^{+++} -Ion in Rubin - unter Berücksichtigung, daß das magnetische Kernmoment von Chrom annähernd Null ist (vgl. 4.1.) und daß das elektrische Kristallfeld trigonale Symmetrie hat - ist:

$$\tilde{H} = D[\tilde{S}_z^2 - \frac{1}{3}S(S+1)] + \beta[g_x\tilde{S}_xH_x + g_y(\tilde{S}_xH_y + \tilde{S}_yH_x)] \quad (81)$$

In Gl. (81) bedeuten:

H_x, H_y, H_z ... Komponenten des magnetischen Gleichfeldes $\vec{H}_0$

D Nullfeldaufspaltung

S Spinquantenzahl

g_x, g_y Spektroskopische Aufspaltungsfaktoren für $\vec{H}_0$ parallel, bzw. senkrecht zur optischen Achse des Kristalles

β Bohr'sches Magneton

$\tilde{S}_x, \tilde{S}_y, \tilde{S}_z$... Komponenten des Spin-Operators

MANENKOV und PROKHOROV (MP1) fanden, daß für Rubin $g_x = g_y = g$ ist (vgl. 4.31); setzt man ferner für $S = 3/2$ ein, so vereinfacht sich Gl. (81) zu:

$$\tilde{H} = D(\tilde{S}_z^2 - \frac{5}{4}) + g\beta(\tilde{S}_xH_x + \tilde{S}_yH_y + \tilde{S}_zH_z) \quad (82)$$

*) Bei Abschluß der vorliegenden Arbeit lagen noch keine veröffentlichten Tabellen der Übergangsfrequenzen von Rubin bei Gegentakt-pumpen ($\theta = 54^\circ 44'$) vor.

Die Spinmatritzen für $S = 3/2$ lauten: ($V1$)

$$\begin{aligned} \|S_x\| &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix} & \|S_y\| &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{3}i & 0 & 0 \\ \sqrt{3}i & 0 & -2i & 0 \\ 0 & 2i & 0 & -\sqrt{3}i \\ 0 & 0 & \sqrt{3}i & 0 \end{pmatrix} \\ \|S_z\| &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix} & (83) \end{aligned}$$

Die Gl. (83), in Gl. (82) eingesetzt, ergeben:

$$\|\tilde{H}\| = D \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{g\beta}{2} \begin{pmatrix} 3H_z & \sqrt{3}(H_x - iH_y) & 0 & 0 \\ \sqrt{3}(H_x + iH_y) & H_z & 2(H_x - iH_y) & 0 \\ 0 & 2(H_x + iH_y) & -H_z & \sqrt{3}(H_x - iH_y) \\ 0 & 0 & \sqrt{3}(H_x - iH_y) & -3H_z \end{pmatrix} \quad (84)$$

Zur Berechnung der Energieterme ist es zweckmäßig, Polarkoordinaten einzuführen:

$$\begin{aligned} H_x &= H_0 \sin \theta \cos \phi \\ H_y &= H_0 \sin \theta \sin \phi \\ H_z &= H_0 \cos \theta \end{aligned} \quad (85)$$

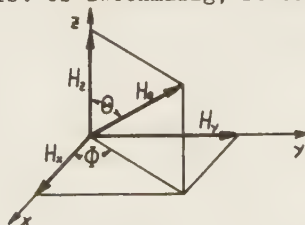


Abb. 18

Legt man das Koordinatensystem so, daß $\vec{H}_0$ in der xz-Ebene liegt, ($\phi = 0$), so vereinfacht sich Gl (84) zu:

$$\|\tilde{H}\| = \begin{pmatrix} D + \frac{3}{2}g\beta H_0 \cos \theta & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \cos \theta & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \cos \theta & -D + \frac{1}{2}g\beta H_0 \cos \theta & g\beta H_0 \sin \theta & 0 \\ 0 & g\beta H_0 \sin \theta & -D - \frac{1}{2}g\beta H_0 \cos \theta & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \sin \theta \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \sin \theta & D - \frac{3}{2}g\beta H_0 \cos \theta \end{pmatrix} \quad (86)$$

Zur Berechnung der Eigenwerte des Operators H muß die Sekulardeterminante $\|H - E\| = 0$ gesetzt werden ($\|E\|$ ist eine Diagonalmatrix):

$$\begin{vmatrix} \frac{3}{2}g\beta H_0 \cos \Theta + D - E & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \cos \Theta & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \cos \Theta & \frac{1}{2}g\beta H_0 \cos \Theta - D - E & g\beta H_0 \sin \Theta & 0 \\ 0 & g\beta H_0 \sin \Theta & -\frac{1}{2}g\beta H_0 \cos \Theta - D - E & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \sin \Theta \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2}g\beta H_0 \sin \Theta & -\frac{3}{2}g\beta H_0 \cos \Theta - D - E \end{vmatrix} = 0 \quad (87)$$

Nach Auflösen der Determinante erhält man ein Polynom

4. Grades in E : *)

$$E^4 - 2E^2(D^2 + \frac{5}{4}g^2\beta^2 H^2) + 2EDg^2\beta^2 H^2(1 - 3\cos^2 \Theta) + D^4 + \frac{9}{16}(g\beta H)^4 - \frac{1}{2}g^2\beta^2 H^2(6\cos \Theta - 1) = 0 \quad (88)$$

Die Lösungen werden so numeriert, daß $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$ ist.

Wenn der Winkel, den das magnetische Gleichfeld $\vec{H}_0$ mit der optischen Achse des Rubines einschließt (Θ) so groß ist, daß

$$(1 - 3\cos^2 \Theta) = 0 \quad (89)$$

ist, so verschwindet in Gl. (88) das lineare Glied in E , und die Gleichung wird biquadratisch; d.h. die Energieteile liegen symmetrisch zur Nulllinie.

Auf die Bedeutung dieser Achsenlage wurde erstmals von MAKHOV (MK1) hingewiesen.

Gl (89) ist für einen Winkel $\Theta = \arccos 1/\sqrt{3} = 54^\circ 44' 8''$ (90) erfüllt. Dieser Fall soll nun ausschließlich betrachtet werden.

Mit der Beziehung (89) vereinfacht sich Gl. (88) zu

$$E^4 - 2E^2(D^2 + \frac{5}{4}g^2\beta^2 H^2) + D^4 + \frac{9}{16}g^4\beta^4 H^4 - \frac{1}{2}g^2\beta^2 H^2 D^2 = 0 \quad (91)$$

*) Für die Achsenorientierungen $\Theta = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80$ und 90° wurden die Lösungen der Gl. (88) von CHANG und SIGMAN auf einer IBM 650 für $g = 1,99$ und $D = 5,73$ GHz numerisch berechnet. (CS2).

Die Lösungen dieser biquadratischen Gleichung lauten:

$$E_{\frac{12}{34}} = \pm \left[D^2 + \frac{5}{4} g^2 \beta^2 H^2 \pm g \beta H \sqrt{3 D^2 + g^2 \beta^2 H^2} \right]^{1/2} \quad *) \quad (92)$$

Unter Benützung der in Abschnitt 4.31 angegebenen Werte für g und D (für D wurde der Wert bei 77°K eingesetzt) wurden die Energieniveaus für den Feldstärkebereich von 3500 bis 4500 G berechnet.

Aus den Energieeigenwerten ergeben sich die Übergangsfrequenzen für den Signalübergang

$$\nu_{23} = \frac{E_3 - E_2}{h}$$

für die Pumpübergänge

$$\nu_{\frac{13}{24}} = \frac{E_3 - E_1}{h}$$

Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen dargestellt.

*) Gl (92) wurde erstmals von KIKUCHI und MAKHOV angegeben. (MK1)

Resonanzfrequenzen
der Signal- und Pumpübergänge
für Rubin bei Gegentakt-pumpen

$$\theta = 54^{\circ}44'8'' = 54,7356^{\circ}$$

Feldstärke H_0 (G)	Signalfrequenz ν_{23} (MHz)	Pumpfrequenz $\nu_{13} = \nu_{24}$ (MHz)
3 500	8 014,8	20 977
3 510	8 040,8	21 027
3 520	8 066,7	21 078
3 530	8 092,7	21 128
3 540	8 118,6	21 178
3 550	8 144,6	21 228
3 560	8 170,5	21 279
3 570	8 196,5	21 329
3 580	8 222,5	21 379
3 590	8 248,4	21 429
3 600	8 274,4	21 480
3 610	8 300,6	21 530
3 620	8 326,9	21 580
3 630	8 353,2	21 631
3 640	8 379,5	21 682
3 650	8 405,8	21 732
3 660	8 432,1	21 783
3 670	8 458,3	21 833
3 680	8 484,6	21 884
3 690	8 510,9	21 934
3 700	8 537,2	21 985
3 710	8 563,8	22 036
3 720	8 590,4	22 087
3 730	8 617,0	22 137
3 740	8 643,6	22 188
3 750	8 670,3	22 239
3 760	8 696,9	22 290
3 770	8 723,5	22 341
3 780	8 750,1	22 392
3 790	8 776,7	22 443
3 800	8 803,3	22 493

Feldstärke H_0 (G)	Signalfrequenz ν_{23} (MHz)	Pumpfrequenz $\nu_{13} = \nu_{24}$ (MHz)
3 800	8 803,3	22 493
3 810	8 800,3	22 545
3 820	8 817,2	22 596
3 830	8 884,1	22 647
3 840	8 911,1	22 698
3 850	8 936,0	22 749
3 860	8 965,0	22 800
3 870	8 991,9	22 851
3 880	9 018,9	22 902
3 890	9 045,8	22 954
3 900	9 072,7	23 005
3 910	9 100,0	23 056
3 920	9 127,3	23 108
3 930	9 154,6	23 159
3 940	9 181,8	23 210
3 950	9 209,1	23 262
3 960	9 236,3	23 313
3 970	9 263,6	23 365
3 980	9 290,9	23 416
3 990	9 318,2	23 467
4 000	9 345,4	23 519
4 010	9 373,0	23 571
4 020	9 400,6	23 622
4 030	9 428,2	23 674
4 040	9 455,8	23 726
4 050	9 483,5	23 778
4 060	9 511,1	23 829
4 070	9 538,7	23 881
4 080	9 566,3	23 933
4 090	9 593,9	23 984
4 100	9 621,5	24 036
4 110	9 649,4	24 088
4 120	9 677,3	24 140
4 130	9 705,3	24 192
4 140	9 733,2	24 244
4 150	9 761,1	24 296

Feldstärke H_0 (G)	Signalfrequenz ν_{23} (MHz)	Pumpfrequenz $\nu_{13} = \nu_{24}$ (MHz)
4 150	9 761,1	24 296
4 160	9 781,0	24 348
4 170	9 817,0	24 400
4 180	9 844,9	24 452
4 190	9 872,8	24 504
4 200	9 900,8	24 556
4 210	9 929,0	24 609
4 220	9 957,3	24 661
4 230	9 985,5	24 713
4 240	10 013,8	24 766
4 250	10 042,1	24 818
4 260	10 070,3	24 870
4 270	10 098,6	24 923
4 280	10 126,8	24 975
4 290	10 155,1	25 027
4 300	10 183,4	25 080
4 310	10 211,9	25 132
4 320	10 240,5	25 185
4 330	10 269,1	25 237
4 340	10 297,7	25 290
4 350	10 326,3	25 343
4 360	10 354,9	25 395
4 370	10 383,5	25 448
4 380	10 412,1	25 500
4 390	10 440,7	25 553
4 400	10 469,2	25 606
4 410	10 498,2	25 658
4 420	10 527,1	25 711
4 430	10 556,0	25 764
4 440	10 584,9	25 817
4 450	10 613,8	25 870
4 460	10 642,7	25 923
4 470	10 671,7	25 976
4 480	10 700,6	26 029
4 490	10 729,5	26 082
4 500	10 758,4	26 135

5. Spezielle Probleme bei einem Festkörper - Molekularverstärker mit hoher Arbeitstemperatur (über 4,2⁰K)

Es wurde darauf hingewiesen, (Abschnitt 1.3), daß das niedrige Eigenrauschen des Molekularverstärkers vor allem durch sein Arbeitsprinzip und erst an zweiter Stelle durch die tiefe Temperatur des Verstärkermediums, der "aktiven Substanz", bedingt ist. Dieses Arbeitsprinzip erfordert jedoch ein System, das sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, und ein solches System ist um so schwieriger zu realisieren, je höher die Temperatur ist, da die Relaxationsmechanismen, die die BOLTZMANN - Verteilung wiederherzustellen suchen, mit steigender Temperatur in ihrer Intensität stark zunehmen; Festkörper - Molekularverstärker arbeiten daher fast durchwegs mit Substanzen, die auf Temperaturen zwischen 1,2 und 4,2⁰K abgekühlt sind. Die tiefe Temperatur der aktiven Substanz verbessert zwar die Rauscheigenschaften weiter, ist aber vor allem ein funktionsbedingtes Erfordernis, das sehr großen Aufwand verursacht.

Es wurde daher als einer der wesentlichsten Punkte für die Weiterentwicklung der Molekularverstärker die Entwicklung von Molekularverstärkern, die kein flüssiges Helium erfordern und bei einer Kristalltemperatur von 15⁰ K oder darüber arbeiten, genannt (MJ3). Die Probleme und Schwierigkeiten, die bei höheren Kristalltemperaturen auftreten, sollen im folgenden dargestellt werden.

5.1 Die Abhängigkeit der emittierten Leistung von der Kristalltemperatur

Die von der aktiven Substanz emittierte Leistung ist der Besetzungsdifferenz der Signalterme ($n_3 - n_2$) direkt proportional:

$$P_{\text{emitt}} = (n_3 - n_2) h\nu_{23} p_{23} \quad (93)$$

Es soll zunächst der einfache Pumpvorgang, bei dem das Pumpfeld lediglich Übergänge zwischen den Termen 1 und 3 anregt,

angenommen werden, wobei jedoch ein System mit 4 möglichen Energiezuständen ($S=3/2$) vorausgesetzt wird.

Gl (77), die für den Fall der Sättigung des Pumpüberganges abgeleitet wurde, daß also die Pumpübergangswahrscheinlichkeit groß ist gegenüber der Übergangswahrscheinlichkeit für die thermischen Relaxationsvorgänge

$$\rho_{13} \gg w \quad (71)$$

vereinfacht sich für kleine Signalfeldstärken und damit für kleine Signal-Übergangswahrscheinlichkeiten,

$$\rho_{23} \ll w \quad (94)$$

zu

$$(n_3 - n_2) = \frac{N h}{4 k T} \cdot \frac{\nu_{21} - \nu_{12}}{2} \quad (95)$$

Die erzielbare Besetzungsdifferenz der Signalterme ist nach Gl. (95) umgekehrt proportional der Temperatur des paramagnetischen Materials.

Unter sonst gleichen Umständen *) kann also die von der aktiven Substanz abgegebene Leistung bei einer Kristalltemperatur von 90° K nur etwa 1 bis 2% der bei einer Kristalltemperatur von $1,4^\circ \text{ K}$ abgegebenen Leistung sein.

Die Verhältnisse liegen jedoch noch weit ungünstiger, da mit steigender Temperatur die Spin-Gitter-Relaxationszeiten $(T_1)_{ik}$ stark abnehmen und damit die thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten $w_{ik} = \frac{1}{(T_1)_{ik}}$ im selben Maße ansteigen.

Messungen von PACE, SAMPSON und THORP (PS 1) ergaben für Rubin mit einer Chromkonzentration von 0,1% bei einem Polariswinkel $\theta = 90^\circ$ und einer Übergangsfrequenz von 34,6 GHz für den 2-3-Übergang folgende Abhängigkeit der Spin-Gitter-Relaxationszeit von der Temperatur:

*) Es soll besonders darauf hingewiesen werden, daß bei dieser Betrachtung gleiche Eingangssignalstärke und damit gleiches p_{23} in Gl. (93) vorausgesetzt wird.

T ($^{\circ}\text{K}$)	T_1 (ms)
1,4	59,00
4,2	22,50
10,1	10,00
20,3	6,00
57,0	0,10
77,0	0,044
90,0	0,017

Bei 90°K ist somit die Übergangswahrscheinlichkeit für die thermischen Relaxationsvorgänge rund 3000 mal größer als bei $1,4^{\circ}\text{K}$. Wollte man bei einer Kristalltemperatur von 90°K auch nur die erwähnten 1-2% der bei $1,4^{\circ}\text{K}$ erreichbaren Besetzungsdifferenz erzielen, so müßte, um eine so große Pumpübergangswahrscheinlichkeit hervorzurufen, daß Gl. (71) erfüllt ist - unter sonst gleichen Umständen - eine etwa 3000 mal so große Pumpleistung zur Verfügung stehen.

Eine derart hohe Pumpleistung würde den Kristall stark erwärmen, die Besetzungsdifferenz der Energieniveaus und die Spin-Gitter-Relaxationszeiten würden weiter abnehmen und die Verhältnisse würden noch ungünstiger werden.

5.2 Untersuchungen der Möglichkeiten zur Steigerung der emittierten Leistung

Durch Vergrößern der Pumpleistung allein gelingt es somit nicht, bei höheren Arbeitstemperaturen einen Verstärkungseffekt zu erzielen. Es müssen daher andere Möglichkeiten gesucht werden, die eine Steigerung der vom paramagnetischen Material emittierten Leistung bringen.

Solche Möglichkeiten sind:

- a. Gegentaktpumpen
- b. Hohe Resonatorgüte
- c. Günstige Lage der HF-Feldvektoren
- d. Ermittlung der für eine bestimmte Arbeitstemperatur optimalen Konzentration an paramagnetischen Ionen
- e. Genaue Abstimmung des Resonators auf die Übergangsfrequenzen des paramagnetischen Materials
- f. Großer Füllfaktor

Alle diese Faktoren bringen natürlich auch bei Molekularverstärkern, die mit flüssigem Helium gekühlt sind, eine Verbesserung der Kennwerte, sodaß die folgenden Untersuchungen für FMV von allgemeinem Interesse sind. Für einen Molekularverstärker, der bei einer höheren Kristalltemperatur arbeiten soll, ist jedoch eine optimale Einstellung aller verfügbaren Parameter Voraussetzung.

a. Gegentaktpumpen

Die bei Gegentaktpumpen erreichbare Besetzungsdifferenz der Signalterme ist durch Gl. (79) bzw. für höhere Kristalltemperaturen ($w_{ik} \approx w_{mn} \approx w$) durch Gl. (80) gegeben; für kleine Signalamplituden, $p_{23} \ll w$ (94), vereinfacht sich Gl. (80) zu

$$(n_3 - n_2) = \frac{N h}{4 k T} \nu_{21} \quad (96)$$

Gegenüber Einfachpumpen (vgl. Gl. (95)) ist die bei Gegentaktpumpen erzielbare Besetzungsdifferenz somit um einen Faktor $\frac{2 \nu_{21}}{\nu_{21} - \nu_{23}}$ größer.

Für Rubin existiert nach Tabelle (4.32) ein Betriebspunkt $\nu_{13} = 24$ GHz, $\nu_{23} = 9,6$ GHz, $\nu_{12} = 14,4$ GHz; in diesem Fall wäre die bei Gegentaktpumpen erzielbare Besetzungsdifferenz 6 mal so groß als bei Einfachpumpen.

b. Hohe Resonatorgüte

Wegen des starken Anstieges der Übergangswahrscheinlichkeiten für die thermischen Relaxationsvorgänge ist bei höheren Kristalltemperaturen die bei der Ableitung der Formeln für $(n_3 - n_2)$ vorausgesetzte Pumpsättigung ($p_{13}, p_{24} \gg w$) schwer zu erreichen; die unterhalb der Pumpsättigung erzielbare Besetzungsdifferenz der Signalniveaus wird jedoch um so größer, je höher die Pumpübergangswahrscheinlichkeiten p_{13} und p_{24} sind.

Um bei einer bestimmten aus thermischen Gründen tragbaren Pumpleistung eine möglichst große Pumpübergangswahrscheinlichkeit zu erzielen, soll (vgl. Gl.(9)) die Pumpfeldstärke im Resonator, und damit die Resonatorgüte für das Pumpfeld möglichst groß sein.

Es sollen daher

- α. die dielektrischen Verluste der aktiven Substanz niedrig sein,
- β. das Pumpfeld so erregt werden, daß keine Pumpenergie in den Signalkreis ausgestrahlt wird und
- γ. die Resonatorinnenwände versilbert und poliert werden.

c. Günstige Lage der HF-Feldvektoren

Nach Gl. (58) ist die bei einer bestimmten HF-Feldstärke erzielbare Übergangswahrscheinlichkeit von der Lage der magnetischen HF-Feldvektoren relativ zur Richtung des äußeren Magnetfeldes $\vec{H}_0$ und zur Richtung der Kristallachse stark abhängig. (Die numerischen Werte sind für Chrom-Kalium-Cyanid aus CS1, für Rubin aus CS2 und für Rubin bei Gegen-taktpumpen aus R2 zu entnehmen).

Es muß bei der Wahl der Lage der Feldmoden daher darauf geachtet werden, daß bei den vorkommenden Feldstärkerichtungen die Übergangswahrscheinlichkeit groß ist.

d. Ermittlung der optimalen Konzentration an paramagnetischen Ionen

Beim Übergang zu höheren Arbeitstemperaturen kommt den Untersuchungen über die für eine bestimmte Arbeitstemperatur optimale Konzentration an paramagnetischen Ionen eine besondere Bedeutung zu:

Nach Gl. (93) und (95) ist die vom aktiven Material emittierte Leistung der Anzahl der paramagnetischen Ionen (N) - bei Rubin also der Anzahl der Cr^{+++} - Ionen - direkt proportional.

Man könnte somit annehmen, daß durch Erhöhung der Chromkonzentration die Verstärkungseigenschaften eines Molekularverstärkers beliebig verbessert werden können. Dies ist jedoch nicht der Fall.

Da mit steigender Chromkonzentration die Linienbreite der paramagnetischen Resonanz größer wird, nimmt der Maximalwert der Übergangswahrscheinlichkeit, der nach Gl. (64) der Linienbreite umgekehrt proportional ist, ab, und es ergibt sich eine bestimmte Chromkonzentration, für die das Produkt $N \cdot p_{23}$ ein Maximum erreicht.

Elektronenresonanzuntersuchungen ergaben, daß dieses Maximum bei einer Chromkonzentration von ca. 0,4% Cr_2O_3 läge; (WL1). Die mit Molekularverstärkern bei der Temperatur des flüssigen Heliums gewonnenen Erfahrungen widerlegen dies; es stellte sich nämlich heraus, daß bei Chromkonzentrationen über 0,1% die erzielbare "negative Spintemperatur" absinkt, und daß es bei Chromkonzentrationen von 0,6% und darüber unmöglich wird, eine negative Spintemperatur - also einen emissionsfähigen Zustand zu erreichen (MT1).

Dies hat folgenden Grund: Eine exakte Berechnung der Besetzungsdifferenz der Signalterme unter Berücksichtigung der Kreuzrelaxationsvorgänge ergibt, daß der bei Sättigung der Pumpübergänge erzielbare Wert für $(n_3 - n_2)$ vom Quotienten aus der Spin-Gitter Relaxationszeit T_1 und der Kreuzrelaxationszeit T_{21} abhängt.

$$(n_3 - n_2) = \frac{N h}{4 k T} \cdot \frac{\nu_3 - \nu_{23} (1 + T_1 / 4 T_{21})}{1 + T_1 / 4 T_{21}} \quad (97)$$

(Formel (97) gilt für Gegentaktpumpen)

Mit steigender Chromkonzentration nimmt die Kreuzrelaxationszeit stark ab, so daß bei niedrigen Kristalltemperaturen (hohes T_1) $T_1 \gg T_{21}$ wird; damit nimmt nach Gl. (97) die Besetzungsdifferenz der Signalterme $(n_3 - n_2)$ stark ab und kann sogar negativ werden. Das System würde in diesem Fall also nicht mehr Energie emittieren, sondern absorbieren.

Bei hohen Kristalltemperaturen ist dagegen T_1 um Größenordnungen niedriger, so daß selbst bei Kristallen mit hoher Chromkonzentration noch $T_{21} \gg T_1$ ist und eine negative Spintemperatur erreicht werden kann. Um die für einen 90° K-Maser optimale Chromkonzentration zu ermitteln, wurden Untersuchungen an einer Serie von Rubinen mit Chromkonzentrationen zwischen 0,1 und 1,0% durchgeführt, mit dem Ergebnis, daß bei 90° K Rubine mit einer Chromkonzentration von 0,6% (Gewichts% Cr_2O_3 -Ausgangsmaterial; die tatsächliche Chromkonzentration liegt nach Firmenangaben ca. 30 - 35 % niedriger) als aktive Substanz eines Molekularverstärkers die besten Resultate liefern. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem aus Elektronenresonanzmessungen ermittelten Optimalwert überein (WL1).

Es kann also bei Molekularverstärkern mit höheren Kristalltemperaturen durch die Möglichkeit der Verwendung von Rubin mit höherer Chromkonzentration ein Teil des Leistungsverlustes zufolge des größeren Wertes von T in Gl (97) kompensiert werden.

e. Genaue Abstimmung des Resonators auf die Übergangsfrequenzen der paramagnetischen Substanz

Die Formel (64) gibt den Maximalwert der Übergangswahrscheinlichkeit an, wenn der Resonator genau auf die Mittenfrequenz der paramagnetischen Resonanz abgestimmt ist; ist dies nicht der Fall, so nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit nach Gl. (62) entsprechend dem Verlauf der Linienformfunktion $g(\omega)$ ab.

Im Interesse großer Übergangswahrscheinlichkeiten soll daher die Resonanzfrequenz des Resonators im Signalband möglichst genau mit der Mittenfrequenz der paramagnetischen Resonanz des 2-3- Überganges und für die Pumpfrequenz möglichst genau mit der Mittenfrequenz der paramagnetischen Resonanz der 1-3- und 2-4-Übergänge zusammenfallen.

Um eine genaue Abstimmung des Resonators zu ermöglichen, wurden die zusammengehörigen Frequenzpaare der paramagnetischen Resonanz für Rubin in einem Feldstärkebereich von $H_0 = 3500 - 4500 \text{ G}$ errechnet (Abschn. 4.32).

Die experimentell gemessenen Übergangsfrequenzen stimmten mit diesen errechneten Werten sehr gut überein.

f. Großer Füllfaktor

Um einen möglichst großen Teil des Resonatorvolumens für den Verstärkungsprozeß auszunützen, soll in allen Zonen, in denen die magnetische Feldstärke des Pump- und Signalfeldes genügend groß ist, aktives Material vorhanden sein.

Dies wird am einfachsten erreicht, indem man den ganzen Resonator mit aktivem Material ausfüllt, wobei jedoch darauf zu achten ist, daß sich die Zonen hoher Emissionsfähigkeit möglichst weitgehend mit den Zonen kräftiger Emissionsanregung decken.

5.3 Vor- und Nachteile eines Molekularverstärkers mit höherer Arbeitstemperatur

Ein Grund, warum Molekularverstärker bisher erst an wenigen Stellen eingesetzt werden, ist, daß flüssiges Helium teuer ist und nur über kurze Entfernungen transportiert werden kann. Es ist daher für den Betrieb eines Molekularverstärkers in der Regel eine eigene Helium-Verflüssigungsanlage notwendig, deren Anschaffung sehr kostspielig ist.

5.31 Betriebskosten

Der Hauptvorteil eines Molekularverstärkers, der mit flüssiger Luft als Kühlmittel auskommt, ist daher, daß seine Anschaffungs- und Betriebskosten wesentlich niedriger sind als die eines He-Masers und daß er damit in einem größeren Anwendungsbereich eingesetzt werden könnte. Zudem hat ein Molekularverstärker mit höherer Betriebstemperatur noch zwei prinzipielle Vorzüge, die ihn für bestimmte Anwendungsgebiete geeigneter machen als einen mit flüssigem Helium gekühlten Maser:

5.32 Aussteuerungsbereich

Nach Gl (93) ist die von der aktiven Substanz emittierte Leistung

$$P = (n_3 - n_2) h \nu_{23} p_{23} \quad (93)$$

In den folgenden Betrachtungen sollen die Resonatorverluste und die Dämpfung durch den äußeren Kreis unberücksichtigt bleiben, so daß die Ausgangsleistung des Verstärkers gleich der von der aktiven Substanz emittierten Leistung gesetzt werden kann. $P_a = P$.

Da die Signalübergangswahrscheinlichkeit der Eingangsleistung proportional ist,

$$p_{23} \sim P_e$$

besteht so lange ein linearer Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Eingangsleistung, so lange $(n_3 - n_2)$ unabhängig von p_{23} ist.

Nach Gl. (77) bzw. (80) ist die Besetzungsdifferenz der Signalterme bei Pumpsättigung für den Fall, daß die thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten annähernd gleich groß sind

$$\text{bei Einfachpumpen} \quad (n_3 - n_2) = \frac{N h}{k T} \frac{w(v_{21} - v_{22})}{2w + 3(2w + p_{23})} \quad (77) \text{ und}$$

$$\text{bei Gegentaktpumpen} \quad (n_3 - n_2) = \frac{N h}{k T} \frac{w v_{21}}{4w + p_{23}} \quad (80)$$

$(n_3 - n_2)$ ist bei beiden Pumparten so lange von p_{23} annähernd unabhängig, so lange $p_{23} \ll w$ ist. Im Abschnitt 5.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die thermische Übergangswahrscheinlichkeit w bei 90° K etwa 3.000 mal größer als bei $1,4^\circ \text{ K}$ ist; d.h. bei einem Molekularverstärker mit einer Arbeitstemperatur von 90° K treten gegenüber einem He-Molekularverstärker erst bei 3.000 mal größerer Eingangsleistung nichtlineare Verzerrungen auf; die obere Aussteuerungsgrenze liegt also um mehr als 3 Zehnerpotenzen höher (vgl. Aussteuerungskurve 7.66)

5.33 Ausgangsleistung als Oszillator

Die von einem Maser-Oszillator abgegebene Leistung berechnet sich (für 4-Niveau-Betrieb) mit den Gl.n. (93) und (80) unter Benützung der Beziehung $p_{23} \gg w$ näherungsweise zu

$$F_{osz} = \frac{N h^2}{k T} v_{21} v_{22} w \quad (98)$$

d.h. die abgegebene Schwingleistung ist proportional w/T .

Dieser Faktor ist bei 90° K rund 50 mal größer als bei $1,4^{\circ}$ K. Da bei Molekularverstärkern mit höherer Betriebstemperatur zudem wesentlich (5 - 10 mal) höhere Chromkonzentrationen möglich sind (vgl. 5.2), ist N entsprechend grösser, und es wäre möglich, mit einem bei 90° K arbeitenden Molekularverstärker eine 200-500 mal größere Schwingleistung zu erzielen als mit einem Helium-Molekularverstärker (vgl. Messergebnis 7.65).

5.34 Rauscheigenschaften

Das Eigenrauschen eines Molekularverstärkers mit höherer Betriebstemperatur ist naturgemäß höher. Wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wird, besteht jedoch prinzipiell die Möglichkeit, effektive Rauschtemperaturen zu erreichen, die niedriger als die Kristalltemperatur sind. Voraussetzung dafür wäre eine Substanz mit sehr hoher Nullfeldaufspaltung, bzw. die Anwendung eines Pumpverfahrens, das mehr als 4 Niveaus benützt.

Molekularverstärker mit höheren Betriebstemperaturen bieten damit nicht nur eine interessante Möglichkeit zur Prüfung der Rauschtheorie, sondern sie könnten, weiterentwickelt, in zahlreichen Anwendungsfällen den Platz einnehmen, der derzeit mit flüssigem Helium gekühlten Molekularverstärkern vorbehalten ist.

5.35 Vergleich mit dem Parametrischen Verstärker

Wenn man von der oben besprochenen Möglichkeit zur Erzielung niedriger Rauschtemperaturen absieht, hat ein Molekularverstärker mit einer Betriebstemperatur von 90° K etwa dieselben Rauscheigenschaften wie ein Parametrischer Verstärker. Die Überlegenheit eines Hochtemperatur-Molekularverstärkers gegenüber einem Parametrischen Verstärker liegt derzeit von allem darin, daß das Prinzip des Molekularverstärkers bis zu wesentlich höheren Frequenzen anwendbar ist.

6. Rauschen

6.1 Das Eigenrauschen des Molekularverstärkers

Molekularverstärker zeichnen sich, wie bereits erwähnt wurde, durch sehr niedriges Eigenrauschen aus. Untersuchungen über die Rauschquellen eines MV kommt daher eine besondere Bedeutung zu; dies gilt vor allem für MV mit höheren Betriebstemperaturen. Es wird gezeigt, daß es prinzipiell möglich wäre, effektive Rauschtemperaturen zu erzielen, die niedriger als die Temperaturen der aktiven Substanz sind.

Das innere Rauschen eines Molekularverstärkers stammt aus zwei Quellen:

- a. Das thermische Rauschen zufolge der Verluste an den Resonatorwänden und der dielektrischen Verluste der aktiven Substanz.
- b. Das Rauschen zufolge spontaner Emissionen der aktiven Substanz.

Die entdämpfenden Eigenschaften eines MV können durch einen negativen Gütefaktor, bzw. einen negativen Widerstand beschrieben werden. Pound (P1) zeigte, daß das Rauschen eines negativen Widerstandes (bzw. einer negativen Admittanz) ebenso der Nyquist-Johnson-Formel folgt, wie das Rauschen eines positiven Widerstandes.

Es kann damit das Rausch-Ersatzschaltbild der aktiven Substanz wie folgend dargestellt werden:

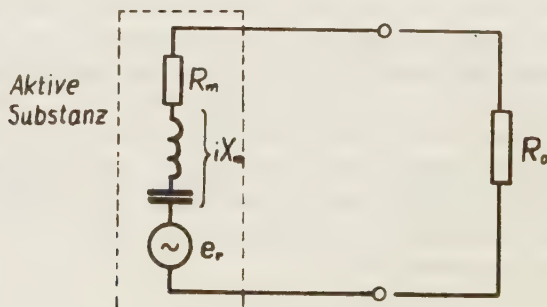


Abb. 18

Der Effektivwert der Rauschspannung pro Frequenzintervall, (e_r), die ein Widerstand R mit der Temperatur T abgibt, ist allgemein (für beliebige Werte von $\hbar\omega/kT$):

$$e_r^2 = \frac{4\hbar\omega R}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (99)$$

Unter der Annahme, daß der Verlauf der Absorptionskurve $g(\omega)$ der paramagnetischen Resonanz Lorentz-Form hat, kann $g(\omega)$ folgendermaßen dargestellt werden:

$$g(\omega) = \frac{2T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (100)$$

In Gl (100) bedeutet T_2 die Spin-Spin-Relaxationszeit und ω_0 die Mittenfrequenz der paramagnetischen Resonanz.

Die Reaktanz X , die die Dispersion des aktiven Materials ausdrückt, ist nach Gl. (101)

$$X = (\omega - \omega_0) T_2 R \quad (101)$$

Die an R_0 abgegebene spektrale Rauschleistungsdichte $P_r(\omega)$ ist damit

$$P_r(\omega) = \frac{e_r^2 R_0}{|R_0 + R_m + iX_m|^2} = \frac{4\hbar\omega R_0 R_m}{[\exp(\hbar\omega/kT) - 1][(R_0 + R_m)^2 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 R_m^2]} \quad (102)$$

und die gesamte an R_0 abgegebene Rauschleistung ergibt sich durch Integration über alle Frequenzen:

$$P_r = \frac{2R_0}{T_2 (R_0 + R_m)} \cdot \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (103)$$

Im Falle der Anpassung ($R_0 = R_m$) geht Gl. (103) für $\hbar\omega/kT \ll 1$ über in

$$P_r = kTB_m \quad (104)$$

wobei $B_m = 1/T_2$ die "molekulare Bandbreite" bedeutet.

Im allgemeinen ist die Bandbreite des Resonators, B_0 , schmaler als die des molekularen Systems, sodaß B_0 die abgegebene Rauschleistung bestimmt.

Die gesamte von einem Molekularverstärker abgegebene Rauschleistung kann nach dem Rausch-Ersatzschaltbild Abb. 19 berechnet werden:

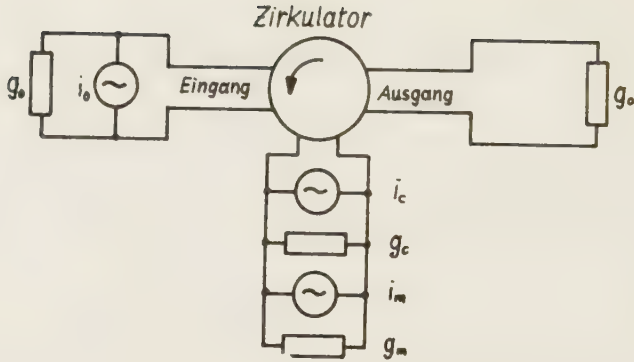


Abb. 19

Eingang und Ausgang des Molekularverstärkers seien mit dem Wellenwiderstand (Leitwert g_o) abgeschlossen.

i_o ist der mit g_o verbundene Eingangs-Rauschstrom,

i_c der Rauschstrom zufolge der Verluste im Resonator (dargestellt durch den Leitwert g_c) und

i_m der Rauschstrom des entdämpfenden (negativen) Leitwertes g_m .

Nach Gl. (104) ist die Eingangs-Rauschleistung

$$P_{re} = kT_o B \quad (105)$$

T_o ist die Temperatur des Leitwertes g_o und B die Bandbreite des Molekularverstärkers.

Die Ausgangs-Rauschleistung P_{ra} ergibt sich nach Abb. (19) mit dem Leistungsverstärkungsfaktor G des Molekularverstärkers und den Rauschströmen

$$i_c^2 = 4kT_c B g_c \quad (106)$$

$$i_m^2 = 4kT_m B g_m \quad (107)$$

$$P_{ra} = GkT_o B + \frac{g_o}{(g_c + g_o + g_m)^2} 4kB(T_c g_c + T_m g_m) \quad (108)$$

In Gl. (108) bedeuten:

T_o . . . Temperatur des Rauschgenerators im Eingang des MV
 T_c . . . Resonatortemperatur
 T_m . . . (negative) Spintemperatur der aktiven Substanz
 (vgl. S. 77)

Setzt man die Formel für den Leistungsverstärkungsfaktor eines Molekularverstärkers mit Reflexionsresonator (S1)

$$G = \left(\frac{g_o - g_c - g_m}{g_o + g_c + g_m} \right)^2 \quad (109)$$

in Gl. (109) ein, so erhält man

$$P_{ra} = G k T_o B + (G-1) k B \frac{|T_m| |g_m| + T_c g_c}{|g_m| - g_c} \quad (110)$$

Mit den Gln. (109) und (110) ergibt sich schließlich die Rauschzahl des Molekularverstärkers

$$F = \frac{P_{ra}}{G \cdot P_{re}} = 1 + \frac{G-1}{G} \frac{1}{T_o} \frac{|T_m| |g_m| + T_c g_c}{|g_m| - g_c} \quad (111)$$

Diese nach den IRE-Normen festgelegte Rauschzahl ist zur Kennzeichnung der Rauscheigenschaften eines Molekularverstärkers nicht sehr gut geeignet, da sie so definiert ist, daß die Temperatur der Eingangs-Rauschquelle $T_o = 290^\circ \text{K}$ beträgt; es ist schwierig, den geringen Rauschanteil des MV zu messen, wenn das Eingangsrauschen zu hoch ist.

Man benützt daher bei Molekularverstärkern besser den Begriff der "effektiven Rauschtemperatur" T_{eff} , und definiert sie als die Temperatur, die ein rauschender Widerstand im Eingang des MV haben müßte, damit am Ausgang des MV der von diesem Widerstand herrührende Rauschanteil genau so groß ist, wie der Rauschanteil des MV allein.

$$T_{eff} = (F-1) T_o \quad (112)$$

Die effektive Rauschtemperatur eines Molekularverstärkers mit Reflexionsresonator und Zirkulator nach Abb. 19 erhält man mit den Gln. (111) und (112)

$$T_{eff} = \frac{G-1}{G} \left[\frac{g_c}{|g_m| - g_c} T_c + \frac{|g_m|}{|g_m| - g_c} |T_m| \right] \quad (113)$$

Aus Gl. (113) können einige sehr interessante Schlüsse gezogen werden, die für die Weiterentwicklung der Molekularverstärker von Bedeutung sein könnten.

Zunächst soll der Begriff der Temperatur T_c und T_m noch näher erläutert werden:

T_c ist die Temperatur des Resonators, d.h. die mittlere Temperatur der Resonatorwände und des verlustbehafteten Dielektrikums (der aktiven Substanz) um Resonator.

T_m , die (negative) "Spintemperatur", ist ein Maß für die Emissionsfähigkeit, also für die Besetzungsdifferenz der Signalniveaus. Sie gibt an, welche Temperatur die aktive Substanz haben müßte, daß die Besetzungsdifferenz der Signalniveaus ohne Pumpen dem Betrage nach gleich groß wäre wie die durch den Pumpvorgang hervorgerufene Besetzungsdifferenz.

Die Spintemperatur kann näherungsweise aus den Gl.n. (95) und (96) ermittelt werden; sie ist bei

$$\text{Einfachpumpen:} \quad T_m = -T_c \frac{2\nu_{23}}{\nu_{12} - \nu_{23}} \quad (114)$$

$$\text{Gegentaktpumpen:} \quad T_m = -T_c \frac{\nu_{23}}{\nu_{12}} \quad (115)$$

Für den angeführten Betriebspunkt

$$\nu_{23} = 9,6 \text{ GHz,}$$

$$\nu_{12} = 14,4 \text{ GHz,}$$

$$\nu_{13} = 24 \text{ GHz}$$

wäre T_m bei

$$\text{Einfachpumpen:} \quad T_m = -4 T_c$$

$$\text{Gegentaktpumpen:} \quad T_m = -2/3 T_c$$

Gegentaktpumpen verbessert also nicht nur die Verstärkungseigenschaften, sondern auch die Kauscheigenschaften eines Molekularverstärkers.

Der Faktor $\frac{g_c}{|g_m| - g_c}$ ist bei einem MV mit hohem Verstärkungsfaktor (wesentlich) kleiner als 1, während der Faktor $\frac{|g_m|}{|g_m| - g_c}$ etwas größer als 1 ist.

Nach Gl (113) wird somit die effektive Rauschtemperatur eines Molekularverstärkers nicht - wie man erwarten würde - vorwiegend durch die Kristalltemperatur T_c bestimmt, sondern durch die Spintemperatur T_m .

Es wäre demnach auch bei Molekularverstärkern mit höheren Betriebstemperaturen möglich, niedrige Rauschtemperaturen zu erzielen, vorausgesetzt, daß es gelingt, eine niedrige Spintemperatur zu erzeugen - die auch im Hinblick auf einen hohen Verstärkungsfaktor, ein hohes Gewinnbandprodukt und eine große Leistungsabgabe angestrebt wird.

Beim vorliegenden Molekularverstärker wäre bei genügend großer Pumpleistung (die Beziehung $T_m = -2/3 T_c$ gilt nur bei Sättigung der Pumpübergänge) eine Rauschtemperatur zu erwarten, die zwischen $2/3 T_c$ und T_c liegt.

Dies gilt für hohe Verstärkungsfaktoren ($G \gg 1$); bei kleinem Verstärkungsfaktor können nach Gl. (113) noch günstigere Werte für die Rauschtemperatur erzielt werden; für $G = 2$ würde die effektive Rauschtemperatur zwischen $T_c/3$ und $T_c/2$ liegen.

6.2 Das Verstärkerrauschen eines Spektrometers mit Molekularverstärker

Im folgenden soll kurz skizziert werden, daß durch Verwendung eines Molekularverstärkers mit genügend großem Verstärkungsfaktor praktisch das gesamte Verstärkerrauschen des Spektrometers durch den Molekularverstärker bestimmt würde und daher sehr niedrig wäre.

Zur Kennzeichnung der Rauscheigenschaften eines Verstärkers wird die Rauschzahl F verwendet. F ist definiert als der Quotient aus der gesamten Rauschleistung am Verstärkerausgang P_a und der Rauschleistung, die ein am Verstärkereingang liegender Generator mit der Temperatur $T_0 = 290^\circ \text{ K}$ am Verstärkerausgang erzeugt.

$$F = \frac{P_a}{G \cdot P_{re}} \quad (116)$$

Es bedeuten:

P_a gesamte Rauschleistung am Verstärkerausgang
 P_{re} Rauschleistung am Verstärkereingang
 G Gewinn (Leistungsverstärkungsfaktor) des Verstärkers

$$P_{re} = k T_0 B \quad (105)$$

k Boltzmannkonstante
 T_0 Temperatur des Rauschgenerators
 B Bandbreite des Rauschspektrums

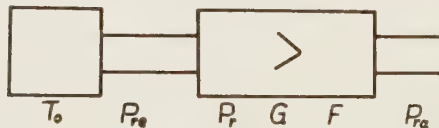


Abb. 20

Die im Verstärker selbst erzeugte Rauschleistung sei P_r .
 Es ist somit

$$P_a = G P_{re} + P_r \quad (117)$$

Ausgedrückt durch die Rauschzahl F ist die im Verstärker erzeugte Rauschleistung (Gln. (105, 116, 117)) :

$$P_r = G k T_0 B \quad (118)$$

Wir betrachten nun das Blockschaltbild einer Spektrometeranordnung nach Abb. 21:

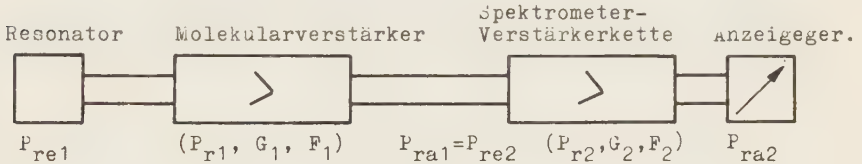


Abb. 21

Die vom Resonator gelieferte Rauschleistung sei nun P_{re1} . P_{r1} ist die Rauschleistung des Molekularverstärkers, F_1 seine Rauschzahl und G_1 der Verstärkungsfaktor des Molekularverstärkers. P_{r2} , F_2 und G_2 sind die entsprechenden Kenngrößen der nachfolgenden Verstärkerkette.

Die Rauschleistung am Ausgang des Spektrometers ist somit:

$$P_{ra2} = P_{re2} G_2 + P_{r2} \quad (119)$$

Die Gesamtrauschzahl F_{12} der Verstärkerkette erhält man durch Kombination der Gln. (105, 116-119) zu:

$$F_{12} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} \quad (120)$$

7. Experimenteller Aufbau eines 4-Niveau-Rubin-Molekular- verstärkers

7.1 Voruntersuchungen

Erste informative Messungen über die Winkelabhängigkeit und Intensität der paramagnetischen Resonanzen von Rubin und über den Einfluß eines Pumpfeldes auf die paramagnetische Absorption wurden mit einem Versuchsaufbau nach Abb. 22 durchgeführt *).

Bei dieser Anordnung wurde ein zweistufiger zylindrischer Resonator **) verwendet, dem die Mikrowellenenergie im X-Band über eine Koaxialleitung - wobei die Ankopplung durch Ändern der Eintauchtiefe der Koppelschleife variiert werden kann - und im K-Band durch einen Hohlleiter zugeführt wird. Der Mikrowellenteil ist auf einer Drehscheibe aufgebaut, sodaß der Winkel zwischen der optischen Achse des Rubins und der Richtung des magnetischen Gleichfeldes in einem weiten Bereich verändert werden kann.

Der Rubin wird im Resonator mit Polystyrolschaum fixiert.

Ein Entdämpfungseffekt konnte mit dieser Anordnung bei Kühlung mit flüssiger Luft nicht festgestellt werden; bei Einstrahlen von Pumpenergie in den Resonator ergab sich lediglich eine geringfügige Abschwächung der paramagnetischen Absorption.

*) Der Kryostat wurde für den Versuchsaufbau zunächst so entworfen, daß auch Untersuchungen bei Temperaturen unterhalb des Siedepunktes der flüssigen Luft möglich waren.

**) Mit einem kugelförmigen Rubin (Durchmesser etwa 20 mm, Chromkonzentration ca. 0,1%) in einem zylindrischen Resonator war es Ditchfield (DF1) gelungen, erstmals bei einer Kristalltemperatur von 55-60° K einen Entdämpfungseffekt zu erzielen. Mit steigender Temperatur nahm der Entdämpfungseffekt rasch ab; bei 78° K konnte gerade noch die paramagnetische Absorption ausgeglichen werden, während bei höheren Temperaturen der Rubin nur noch Energie absorbierte.

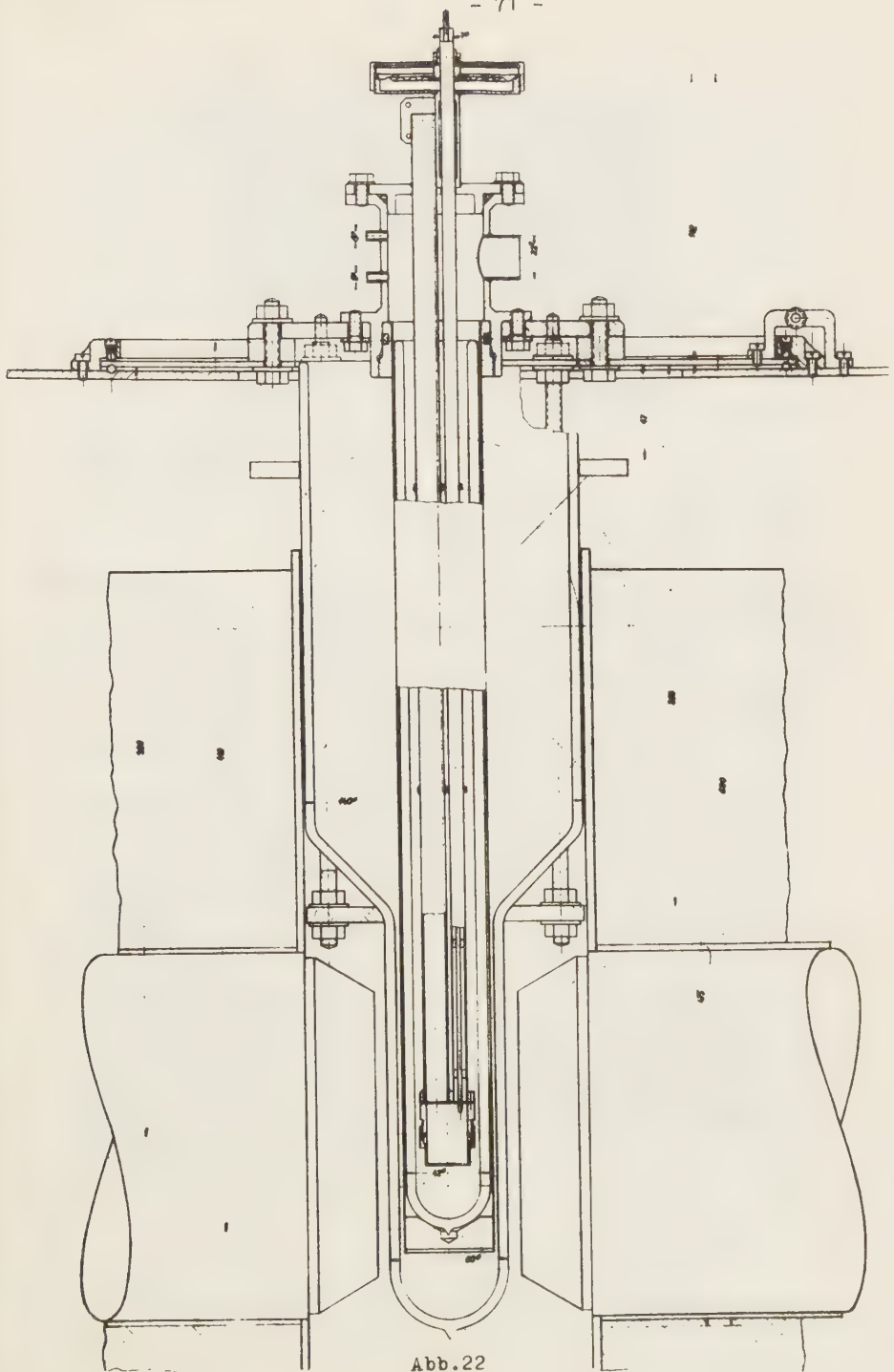


Abb. 22

Als wichtigstes Ergebnis dieser Messungen wurde festgestellt, daß die untersuchten Rubine keine Einkristalle waren; bei Drehung des Resonators im Magnetfeld traten die paramagnetischen Resonanzen bei mehr Winkeleinstellungen auf, als es dem Verlauf der Kurven in Abb. 34 entspricht.

Die für die weiteren Versuche verwendeten Rubine wurden daher sorgfältig getempert und im Polarisationsmikroskop auf Achsenhomogenität untersucht.

Da die Feldverhältnisse im Resonator wegen der unregelmäßigen Form des Rubines vollkommen undefiniert waren, wurde für die weiteren Versuche ein quaderförmiger Resonator gebaut, der - um einen möglichst großen Teil des Resonatorvolumens auszunützen - zur Gänze von einem quaderförmigen Rubin ausgefüllt wird.

Dieser Resonator brachte neben dem rechnerisch erfaßbaren Feldbild (siehe 7.31) noch den Vorteil, daß der Rubin in besserem Wärmekontakt mit den Resonatorwänden steht.

Während bei dem zylindrischen Resonator mit unregelmäßigem Rubin eine Unzahl von Resonatorresonanzen vorhanden waren, sodaß leicht den paramagnetischen Resonanzen entsprechende Resonatorresonanzen im Pump- und Signalfrequenzbereich gefunden werden konnten, hat ein quaderförmiger Resonator, dessen Volumen fast völlig mit Rubin ausgefüllt ist, über einen weiten Frequenzbereich nur eine Resonanzfrequenz. Um die für den MASER-Betrieb erforderliche Übereinstimmung der Resonatorresonanzen mit den Übergangsfrequenzen des Rubines zu erreichen, wurde der Resonator abstimmbar ausgeführt, wobei der Abstimmsschieber so angeordnet war, daß er (theoretisch) nur die Signalband-Resonatorresonanz ändert. Abb. 23a zeigt diesen abstimmbaren Resonator; in Abb. 23 b und 23 c sind das Prinzipschema und das Ersatzschaltbild des Resonators mit den Anpassungselementen dargestellt.

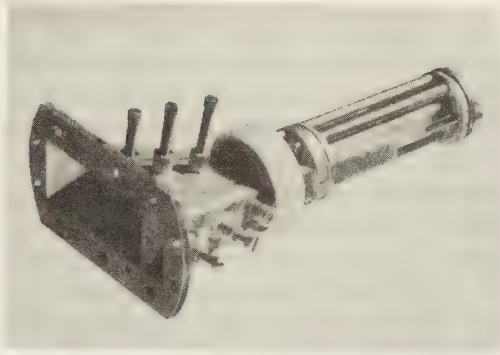


Abb. 23a

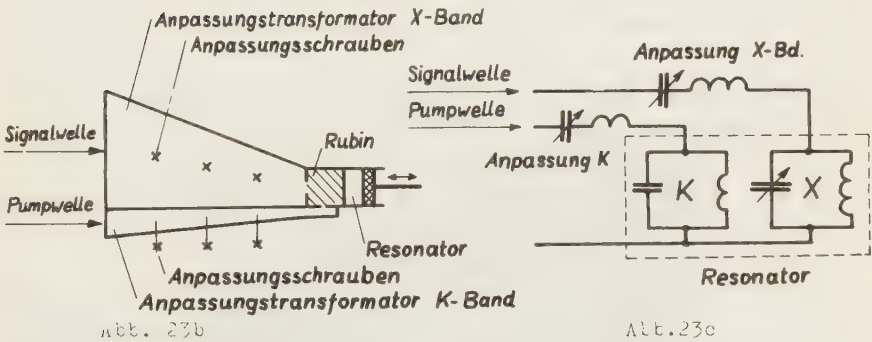


Abb. 23b

Abb. 23c

Die Ankopplung an die Signal- und Pumphohlleiter erfolgt über einen abstimmbaren Anpassungstransformator mit dielektrischen Führungskeilen aus Rubin. Zwischen Resonator und Ankopplungstransformator können Silberplättchen mit verschiedenen Koppellöchern und Koppelschlitzten wahlweise eingesetzt werden.

Dieser Resonator hatte bereits wesentlich günstigere Eigenschaften als der Zylinderresonator. Es ergab sich eine merklicher Verringerung der Absorption, sobald Pumpleistung eingestrahlt wurde, aber es war nicht möglich, so starke Emissionen anzuregen, daß die Resonatorverluste ausgeglichen worden wären.

Die Nachteile dieses Resonators waren, daß er wegen des komplizierten Abstimm-systemes thermisch sehr instabil war; das um den Resonator verdampfende Kühlmittel verursachte dauernde Frequenzschwankungen, so daß ein stabiler Arbeitspunkt kaum eingestellt werden konnte; die Anpassungs- und Abstimmungsverhältnisse änderten sich zudem bei jeder Abkühlung und die Güte des Resonators war gering.

Auch der abstimmbare Anpassungstransformator bewährte sich nicht; er hatte nämlich eine Unzahl von Eigenresonanzen, so daß es schwierig war, die Resonatorresonanz herauszufinden, zumal die dielektrischen Führungskeile aus Rubin auch paramagnetische Resonanzen zeigten.

Um diese Nachteile zu vermeiden, wurden folgende Änderungen vorgenommen:

- a. Statt der Rubinkeile wurden Keile aus Saphir verwendet (Abb. 27,28). Saphir hat dieselbe DK wie Rubin, ist jedoch nicht paramagnetisch.
- b. Es wurde versucht, die Feinanpassung möglichst allein durch die Koppelschlitzte vorzunehmen, um die durch die Abstimm-schrauben bedingten Resonanzen zu vermeiden. Zur Regelung des Verstärkungsfaktors sollte ein Anpassungsglied im äußeren Kreis dienen.

Die Anpassungstransformatoren arbeiten damit zufriedenstellend und konnten fast unverändert für die endgültige Resonator-konstruktion (Abb. 26,29) übernommen werden.

- c. Auf eine regelbare Abstimmung des Resonators wurde verzichtet; der Rubin wurde in seinen Dimensionen so berechnet, daß die Resonanzfrequenz des Resonators (für den Schwingungsmodus des Pump- und Signalfeldes) etwa den Übergangsfrequenzen der paramagnetischen Resonanzen entsprachen*).

*) Zusammengehörige Frequenzpaare für Pump- und Signalfrequenz (deren Werte bei verschiedenen Autoren oft sehr streuten) wurden aus der Literatur entnommen; die genaue Tabelle der Übergangsfrequenzen (4.32) wurde erst später berechnet.

Die gemessenen Resonanzfrequenzen wichen allerdings von den vorausgerechneten Werten stark ab, da bereits geringe Luftzwischenräume zwischen den Resonatorwänden und dem Rubin (einige 1/100 mm und darunter) starke Frequenzänderungen verursachten. Die genaue Abstimmung wurde daher so vorgenommen, daß mehrere Resonatoren gleichen Querschnittes aber unterschiedlicher Länge angefertigt wurden (Abb. 23), wobei der Hohlraum an der dem Signal-Koppelschlitz gegenüberliegenden Seite durch Einsetzen verschiedener Dielektrika eine Abstimmung des Resonators ermöglichen sollte. Die günstigste Ankopplung wurde ermittelt, indem zwischen Anpassungstransformator und Resonator wahlweise Silberplättchen mit verschiedenen Loch- und Schlitzgrößen eingesetzt wurden. Abb. 24 a zeigt den Anpassungstransformator mit vier Resonatoren und Koppelplättchen.

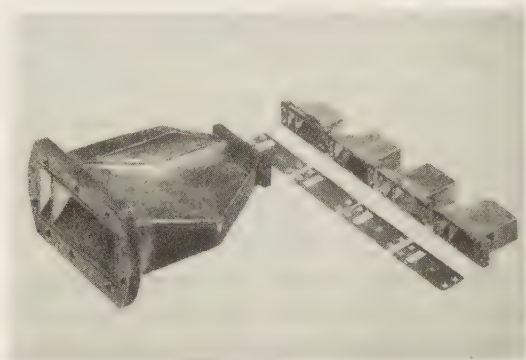


Abb. 24 a

Abb. 24b und 24c zeigen das Prinzipschema und das Ersatzschaltbild des Resonators mit den Ankopplungselementen. Die beiden Resonanzen des Rubinresonators (Signalresonanz im X-Band und Pumpresonanz im K-Band) sind im Ersatzschaltbild durch je einen Parallelresonanzkreis, die dazugehörigen Ankopplungselemente (Anpassungstransformator mit Koppelblende) durch je einen Serienresonanzkreis dargestellt.

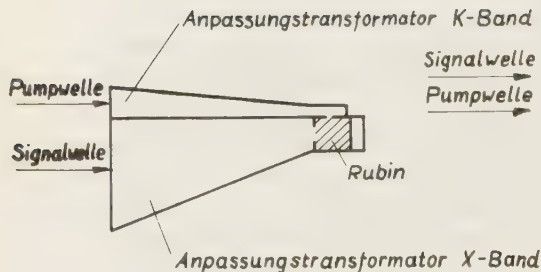


Abb. 24b

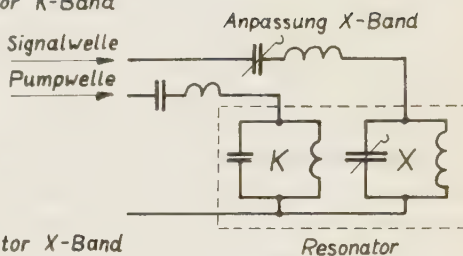


Abb. 24c

Die thermische Stabilität dieser Festresonatoren war zwar größer, doch gestaltete sich die Abstimmung sehr schwierig, da der Resonator die verlangten Resonanzfrequenzen im abgekühlten Zustand haben muß und sich die Resonanzfrequenzen bei aufeinanderfolgenden Abkühlungen schlecht reproduzierten (vor allem, wenn der Resonator geöffnet und neu verschraubt werden mußte).

Der Gütefaktor dieser Festresonatoren war ebenfalls niedrig. (unter 2000 im Leerlauf), da die Resonator-Innenwände einer Bearbeitung nur schwer zugänglich waren.

Vor allem im Hinblick auf eine Güteerhöhung wurden im folgenden Versuche mit polierten versilberten Rubinen - die damit gleichzeitig den Resonator bildeten - durchgeführt.

Die Rubine wurden dazu vorerst chemisch versilbert und anschließend die Silberschicht auf ca. 0,2mm galvanisch verstärkt. Die Koppelschlitze wurden sodann mit einer Nadel in die Silberschicht eingeschnitten.

Mit diesen Resonatoren konnten Leerlauf-Gütefaktoren nahe 4000 erreicht werden. (Der Grenzwert des Gütefaktors ist durch den Verlustwinkel des Rubines gegeben und liegt bei ca. $Q_0 = 5000$). Trotz der hohen Gütefaktoren erwies sich

das Verfahren als unbrauchbar: Die Silberschicht haftete nämlich nur sehr schlecht; sie hob sich vereinzelt vom Rubin ab (wobei jedoch der Silbermantel als Ganzes geschlossen blieb), was starke Frequenzänderungen bewirkte. Die Resonanzfrequenzen waren von der Stärke der Einspannung (bei der Verbindung mit dem Anpassungstransformator) abhängig und änderten sich bei der Abkühlung in vollkommen undefinierter Weise. Dadurch war es unmöglich, die Rubine durch Schleifen und Neuversilbern auf die genauen Resonanzfrequenzen abzustimmen.

Die folgenden Untersuchungen gingen dahin, die Haftfähigkeit der Silberschicht zu vergrößern; das Verfahren der Einbrennversilberung (vgl. CL1) schien in dieser Hinsicht sehr geeignet.

Um die Silberschicht mit der besten Haftung auf Rubin zu ermitteln, wurden eine Reihe verschiedener Leit- und Poliersilber untersucht.

Sehr gute Ergebnisse lieferten die Degussa Poliersilber 103 und 178 L: Die Schichten hafteten ausgezeichnet und waren in hohem Maße abriebfest; die erzielten Gütefaktoren waren ebenfalls gut, blieben jedoch etwa 30% unter dem durch den Verlustwinkel des Rubines gegebenen Grenzwert. Es wurde vermutet, daß dies durch die dem Poliersilber beigegebenen Schwermetallzusätze (Wismutoxyd und Bleioxyd) bedingt ist, die zwischen dem keramischen Träger und der Silberschicht eine Zwischenschicht bilden, die die feste Verbindung der Silberschicht mit dem Träger bewirkt, jedoch einen höheren spezifischen Widerstand besitzt.

Um diese Schwermetallzwischenschicht zu vermeiden, wurde versucht, auf den Rubin vorerst eine Glanzgoldschicht (Heraeus Glanzgold 12%, 15% und Glanzplatin) aufzubringen, und diese anschließend durch Brennversilberung bzw. galvanische Versilberung oder Verkupferung zu verstärken, doch

konnte keine genügend feste Verbindung dieser Schichten erreicht werden. Ein Poliersilber ohne Schwermetallzusätze (Degussa Poliersilber 108) wurde ebenfalls untersucht; die Haftfähigkeit war jedoch zu gering.

Da sich eine große Haftfähigkeit der Silberschicht als wesentliche Voraussetzung für die genaue Abstimmung der Rubine, die zur Einstellung eines Maser-Arbeitspunktes erforderlich ist, zeigte, wurde auf eine weitere Steigerung des Gütefaktors verzichtet und für die weiteren Versuche das Poliersilber mit der besten Haftung auf Rubin (Degussa 178L) verwendet.

Das Verfahren der Einbrennversilberung brachte folgende Vorteile:

- a. Die Schichten haften so fest, daß bei mehrmaligem Abkühlen auf 90° K und darauffolgendem Brennen bei 1100° K (wie es bei den Korrekturen der Koppelschlitze und Resonanzfrequenzen erforderlich war) kein Ablösen der Silberschicht auftrat.
- b. Die Resonanzfrequenzen reproduzierten sich sogar nach solchen Temperaturzyklen und waren unabhängig von der Stärke der Einspannung des Resonators im Halter.
- c. Die Korrekturen waren sehr bequem durchzuführen, da nur die korrigierte Stelle neu versilbert werden mußte und die übrigen Flächen intakt blieben.
- d. Der Gütefaktor des Resonators ist hoch, könnte jedoch bei einer elektrisch günstigeren Zwischenschicht noch um ca. 20% gesteigert werden.
- e. Der thermische Kontakt des Rubins mit dem Kühlmedium ist sehr gut.
- f. Der abgekühlte Resonator zeigt - obwohl flüssiger Sauerstoff an den Resonatorwänden verdampft - keine Frequenzschwankungen.

Damit konnten reproduzierbare Ergebnisse erreicht werden, die die Voraussetzung für eine optimale Einstellung der übrigen Parameter bildeten.

Im folgenden sollen die endgültig verwendeten Anpassungstransformatoren und die Berechnung und Herstellung der Rubin-Resonatoren näher beschrieben werden.

7.2 Die Anpassungstransformatoren

Die Anpassungstransformatoren haben einerseits die Aufgabe, den Resonator mit dem Pump- und Signalhohlleiter möglichst reflexionsfrei zu verbinden, andererseits sollen sie die Dimensionen der Zuführungshohlleiter den Resonatordimensionen entsprechend verringern. Die geringen Resonatordimensionen ermöglichen nämlich die Verwendung von Magneten mit sehr kleinem Luftspalt (und damit kleinem Poldurchmesser und geringem Gewicht). Da der Resonator in der homogenen Zone in Feldmitte liegen muß, ist es erforderlich, daß auch die Zuführungshohlleiter geringe Abmessungen haben.

Die X- und K-Band-Hohlleiter verjüngen sich in zwei Stufen:

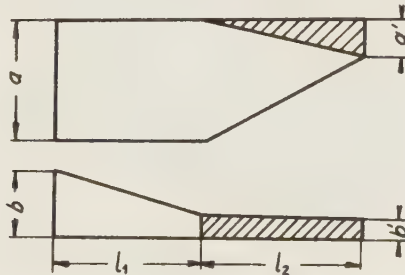


Abb. 25

Im ersten Abschnitt (l_1) bleibt die Breite des Hohlleiters (a) konstant und die Höhe (b) geht in b' über.

Die Grenzwellenlänge $\lambda_g = 2a$ bleibt dabei unverändert.

Die Länge des Übergangsstückes (l_1) soll $l_1 = \lambda_H/2$ sein, wobei

$$\lambda_H = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda/\lambda_a}} \quad (121)$$

die Wellenlänge im Hohlleiter ist. (Die Grenzwellenlänge λ_G ist für die H_{10} -Welle $\lambda_G = 2a$)

Im zweiten Abschnitt (l_2) bleibt die Höhe b' konstant und die Breite a verjüngt sich auf a' . Dabei würde die Grenzwellenlänge überschritten, und es könnte keine Wellenausbreitung mehr stattfinden.

Um dies zu vermeiden, ist ein Keil aus einem Material so großer Dielektrizitätskonstante vorgesehen, daß die Grenzwellenlänge in einem mit dem betreffenden Dielektrikum gefüllten Hohlleiter der Breite a' etwa ebenso groß wie die Grenzwellenlänge im leeren Hohlleiter der Breite a ist, d.h. $a \doteq \sqrt{\epsilon} a'$. (Unter "Grenzwellenlänge" ist die der Grenzfrequenz entsprechende Vakuum-Wellenlänge zu verstehen).

Abb. 26a zeigt den Doppel-Anpassungstransformator mit einer angelöteten Einspannvorrichtung für die Resonatoren und un Abb. 26b und 26c sind Prinzipschema und Ersatzschaltbild des festabgestimmten Resonators und Anpassungstransformators dargestellt

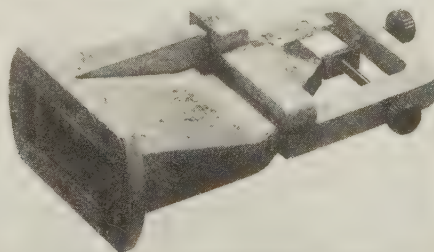


Abb. 26a

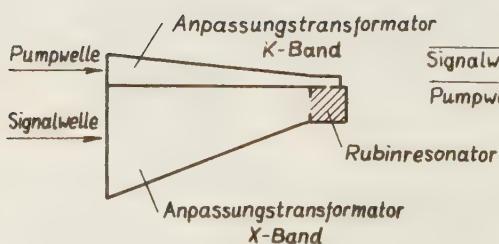


Abb. 26b

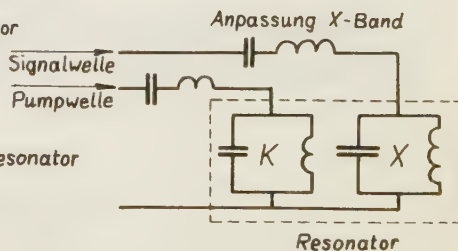


Abb. 26c

Die Dimensionen der Saphirkeile in den Anpassungstransformatoren sind in Abb. 27 angegeben; ihre Lage zum Rubinresonator zeigt Abb. 28.

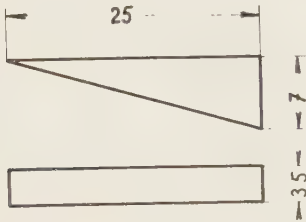


Abb. 27a (X-Band-Saphir)

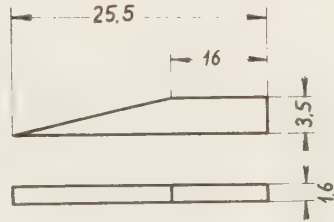


Abb. 27b (K-Band-Saphir)

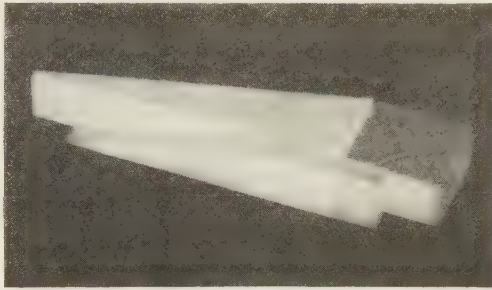


Abb. 28

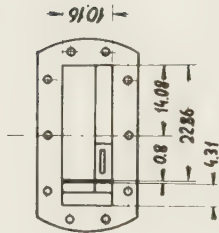
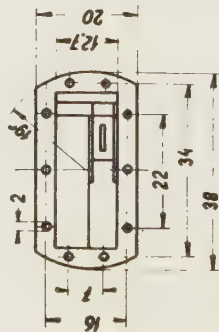
Die genauen Abmessungen der Anpassungstransformatoren sind in Abb. 29 angegeben.

7.3 Der Resonator

7.3.1 Berechnung der Resonatordimensionen

Als Schwingungstyp wurde für das Signalfeld der H_{101} -Modus und für das Pumpfeld der H_{103} -Modus gewählt. Die Felder sind so angeordnet, daß ihre elektrischen Feldstärkekomponenten aufeinander senkrecht stehen. (Abb. 30). Dadurch wird vermieden, daß Pumpenergie in den Signalkreis einkoppelt.

Molekularverstärker: Mikrowellen - Anpassungstransformatoren



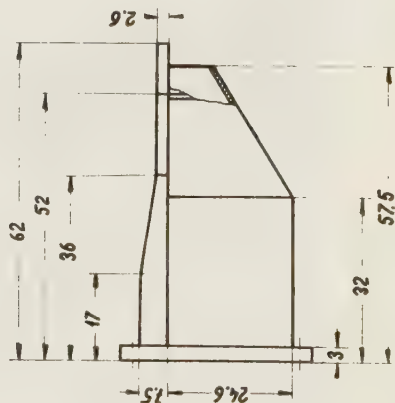
Material:

Flansch: Ms

Taper: Hohlleiter

Kopelblech: Silber

Alle Innenflächen
versilbern



Detail: Resonator -Ankopplung (Maßstab 2:1)

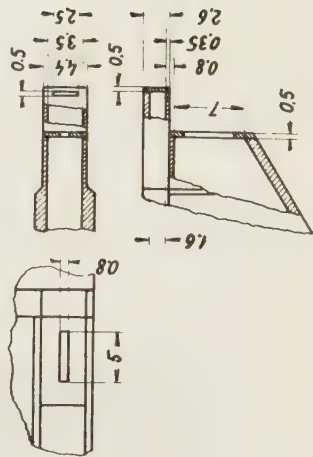


Abb. 29

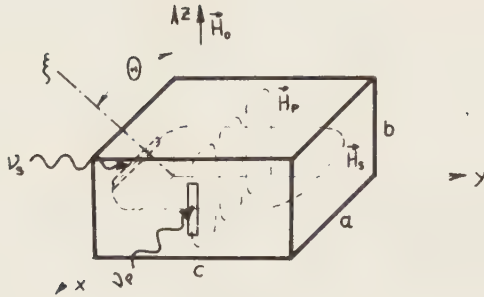


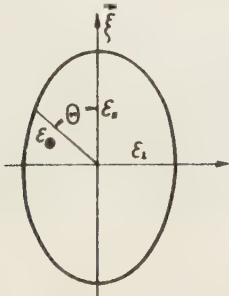
Abb. 30

Im Interesse eines kleinen Magnet-Luftspaltes ist es vorteilhaft, wenn der Resonator gegen die Polflächen des Magneten nicht verkantet werden muß; daß also die xy-Ebene des Resonators parallel zu den Polflächen liegt. Für Push-Pull-Betrieb muß der Rubin daher so geschnitten werden, daß die optische Achse unter einem Winkel von $54^{\circ} 44'$ gegen die z-Achse (die mit der Richtung der Gleichfeldstärke $\vec{H}_0$ zusammenfällt) geneigt ist.

Für das gezeichnete Feldbild liegt die elektrische HF-Feldstärke des Pumpfeldes senkrecht zur optischen Achse. Die wirksame DK des Rubines ist daher für das Pumpfeld

$$\epsilon_{\parallel} = \epsilon_1$$

Die elektrische HF-Feldstärke des Signalfeldes ist dagegen unter einem Winkel $\Theta = 54^{\circ} 44'$ gegen die optische Achse geneigt; die effektive DK ist gegeben durch die Länge des unter diesem Winkel gegen $\vec{F}$ geneigten Ortsvektors des Fresnelschen Ellipsoides, das im Falle von Rubin ein Rotationsellipsoid mit den Achsen $\epsilon_3 = 11,53$ und $\epsilon_1 = 9,53$ ist.



$$\frac{\epsilon_3 \cos^2 \Theta}{\epsilon_1^2} - \frac{\epsilon_3 \sin^2 \Theta}{\epsilon_1^2} = 1 \quad (122)$$

Abb. 31

Aus der Gleichung der Schnittellipse (122) folgt mit $\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}$ und $\sin \theta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}$

$$\epsilon_{\theta} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\parallel}^2 \cdot \epsilon_{\perp}^2 \cdot 3}{2\epsilon_{\parallel}^2 + \epsilon_{\perp}^2}} \quad (123) \quad \epsilon_{\theta} = 10,1$$

Die Resonanzfrequenz eines mit Dielektrikum gefüllten quaderförmigen Hohlraumresonators mit den Abmessungen a, b, c, der im H_{mnp} -Modus schwingt, ist allgemein

$$\nu_{res} = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (124)$$

wobei c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit bedeutet.

Die Resonanzfrequenzen der Wellentypen nach Abb. 30 sind somit:

Signalresonanz (H_{101} -Modus mit $\vec{E}_s \parallel z$):

$$\nu_{res}^s = \nu_s = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_{\theta}}} \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{c^2}} \quad (125)$$

Pumpresonanz (H_{103} -Modus mit $\vec{E}_p \parallel y$):

$$\nu_{res}^p = \nu_p = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_{\perp}}} \sqrt{\frac{1}{b^2} + \frac{3}{a^2}} \quad (126)$$

Zur Berechnung der Resonatordimensionen bleibt eine dritte Bedingung offen, über die frei verfügt werden kann. Es wurde $a = c$ (-) gewählt.

Damit erhält man die Abmessungen eines Resonators mit dem gewünschten Feldbild:

$$a = c = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{\theta}} \nu_s} \quad (127) \quad \text{und}$$

$$b = \frac{c_0}{\sqrt{4\epsilon_{\perp}\nu_p^2 - 18\epsilon_{\theta}\nu_s^2}} \quad (128)$$

7.32 Korrektur der Resonatordimensionen

An den durch Gl. (127) und (128) gegebenen Resonatordimensionen müssen noch einige Korrekturen vorgenommen werden:

- a. Die Formeln gelten für scharfkantige, quaderförmige Resonatoren. Beim Versilbern scharfkantiger Rubine würde jedoch die Gefahr bestehen, daß die Silberschicht an den Kanten nicht geschlossen ist, was große Abstrahlverluste zur Folge hätte, da über die Kanten des Resonators hohe Wandströme fließen. Die Kanten der Rubine müssen daher abgerundet werden.

Die Änderung der Resonanzfrequenzen zufolge der Abrundung ist - wegen der verschiedenen Feldbilder - für die Signalresonanz anders als für die Pumpresonanz. Der Einfluß der Abrundung ist rechnerisch schwer erfassbar; als Richtwert kann gelten, daß eine Frequenzerhöhung um ca. $+ (1 \pm 3 \%)$ auftritt.

- b. Die Resonanzfrequenzen werden durch die Ankopplung zusätzlich verändert. Für Koppelschlitze wurde bei leicht unterangepaßten Resonatoren eine Erniedrigung der Resonanzfrequenz um $-(0,5 \pm 0,8 \%)$ und bei stark überangepaßten Resonatoren eine Erniedrigung bis ca. $-(2 \%)$ gemessen.
- c. Der Resonator muß so berechnet werden, daß er die verlangten Schwingfrequenzen im abgekühlten Zustand besitzt. Gegenüber 300°K erhöht sich bei der Abkühlung auf 90°K die Resonanzfrequenz eines Rubinresonators nach Abb.32 für die Signalwelle um $+(0,8 \pm 0,9 \%)$ und für die Pumpwelle um $+(0,6 \pm 1 \%)$.

Zur genauen Abstimmung des Resonators erwies sich vorteilhaft, die Resonatordimensionen a und c gegenüber den Werten aus Gl (127) um einige Prozente zu erhöhen und dann durch Korrekturschliffe auf die erforderlichen Schwingfrequenzen (Tabelle 4.32) abzugleichen. Diese Korrekturschliffe erfolgten an solchen Resonatorflächen, daß jeweils nur eine Schwingfrequenz verändert wurde.

Die Signalresonanz wird somit durch planparalleles Abschleifen der Fläche (ab), also durch Verringern der Dimension c - die auf die Pumpresonanz keinen Einfluß hat - korrigiert. Mit Gl. (125), ($a = c$) erhält man folgende Korrekturformel:

$$\left(\frac{\Delta \nu_1}{\nu_1}\right)\% = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta c}{c}\right)\% \quad (129)$$

Entsprechend wird die Pumpresonanz durch Abschleifen der Fläche (ac), also durch Verringern der Dimension b korrigiert:

$$\left(\frac{\Delta \nu_p}{\nu_p}\right)\% = -\left(\frac{9b^2}{a^2 + 9b^2}\right) \left(\frac{\Delta b}{b}\right)\% \quad (130)$$

7.33 Herstellung der Resonatoren

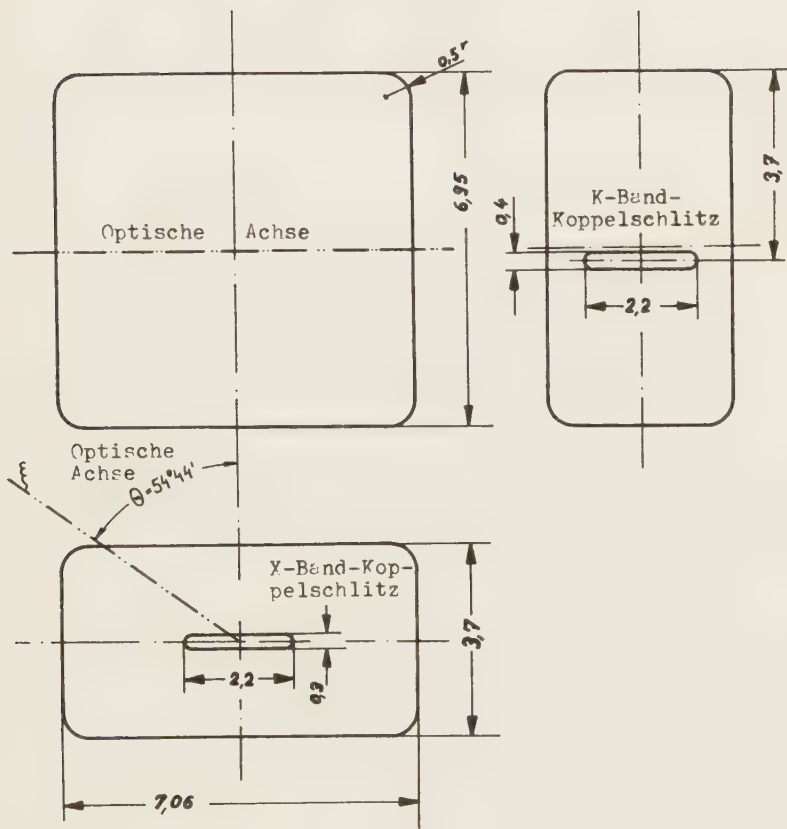
Aus getemperten Rubin-Rohbirnen mit Chromkonzentrationen von $0,1 \div 1\%$ $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$ (bezogen auf das Ausgangsmaterial) wurden nach einer optischen Untersuchung auf gleichmäßige Verteilung des Chromoxydes und Achsenhomogenität (letzteres mittels Polarisationsmikroskop) mit einer Diamantsäge Quader mit den ungefähren Abmessungen $7,1 \times 7,1 \times 3,8$ mm geschnitten, derart, daß die optische Achse nach Abb. 32 unter einem Winkel von $54^\circ 44'$ gegen die z-Achse geneigt, in der xy-Ebene lag. Die Rubine wurden sodann - mit Ausnahme der für die Korrekturschliffe vorgesehenen Flächen - poliert.

Nach gründlicher Reinigung mit Tetrachlorkohlenstoff wurde an den für die Ankopplung vorgesehenen Stellen ein Stück Tesa-Film von der Größe des Koppelschlitzes aufgeklebt und die Quader sodann allseitig mit einer dünnen Schicht Degussa-Poliersilber 178 L bestrichen. Nachdem die Schicht trocken war, wurden die Rubine 30 min. bei 800°C gebrannt.

Dieses Verfahren wurde, um eine genügend starke Schicht Silber zu erzielen, noch zweimal wiederholt. Anschließend wurden die Resonanzfrequenzen der Rubine gemessen und der Kopplungsgrad ermittelt. Durch sukzessives Abschleifen und Neuversilbern wurden sodann die verlangten Schwingfrequenzen eingestellt.

Abmessungen des Rubin-Resonators

(Maßstab 10:1)



Chromkonzentration des Rubines: 0,4% Cr_2O_3

Die angegebenen Außenmaße beziehen sich auf den geschliffenen und polierten Rubin; die Außenmaße des versilberten Resonators sind um die Stärke der Silberschicht (ca. 0,02 mm) größer.

Abb. 32

Die Korrekturen an den Koppelschlitten wurden unter einem Präpariermikroskop vorgenommen. Erweiterungen der Schlitzgröße wurden mit einer Saphirnadel (und einer Spur Salpetersäure), Verkleinerungen durch Auftragen von Poliersilber (mit anschließendem Brennen) durchgeführt.

Die Stärke der Ankopplung erwies sich als ein für die Funktion des Molekularverstärkers außerordentlich wichtiger Parameter:

Die besten Ergebnisse wurden mit folgender Einstellung erzielt:

- a. Pumpkreis: Der abgekühlte Resonator ist so stark überangepaßt, daß bei paramagnetischer Resonanz genaue Anpassung vorliegt.
- b. Signalkreis: Der abgekühlte Resonator ist leicht unterangepaßt; bei paramagnetischer Resonanz (ohne Pumpen) vergrößert sich die Unteranpassung.

Die endgültigen Abmessungen und Schlitzdimensionen eines genau abgestimmten Resonators für eine Signalfrequenz von 9,730 MHz und eine Pumpfrequenz von 24 240 MHz zeigt Abb. 32.

7.4 Schaltbild und Beschreibung der Meßanordnung

Der Abgleich der Resonatoren und die Messung der Kennwerte des Molekularverstärkers wurde mit einer Schaltanordnung nach Abb. 33 durchgeführt:

7.41 Signalkreis

Zur Nachbildung des Eingangssignales dient das Klystron A (2K25), das wahlweise eine Spektrallinie oder ein Frequenzspektrum von ca. 30 MHz Breite im Bereich von 8,5 - 10 GHz abgibt. Die Frequenzmodulation wird erzeugt, indem der Reflektorspannung eine Sägezahnspannung überlagert wird;

führt man diese Kippspannung gleichzeitig der Horizontalablenkung des Oszillographen zu, so kann das Spektrum auf dem Schirmbild aufgezeichnet werden.

Zur Nivellierung der spektralen Leistungsabgabe des Klystrons ist ein Anpassungsglied (EH_1) vorgesehen; der Einwegleiter UL verhindert eine Rückwirkung der reflektierten Welle auf das Klystron. Über einen regelbaren Abschwächer (30 dB), einen Mikrowellenschalter und einen geeichten 10 dB-Richtkoppler, durch den ein Teil der Signalleistung für Meßzwecke ausgekoppelt wird, gelangt die Signalwelle über einen weiteren Abschwächer an den Eingang des Zirkulators.

Der Zirkulator hat die Aufgabe, das Ausgangssignal vom Eingangssignal zu trennen, da bei Molekularverstärkern mit Reflexionsresonator beide Signale durch denselben Hohlleiter laufen. Über einen Mikrowellenschalter S_2 und ein Anpassungsglied ST_1 wird das Signal dem Resonator des Molekularverstärkers zugeführt, wird verstärkt reflektiert und vom Zirkulator in den dritten Arm ausgekoppelt. Von dort gelangt es über einen Frequenzmesser und einen weiteren Abschwächer zum Empfänger (Detektor oder Mikrowellensuperhet).

Durch das Anpassungsglied ST_1 vor dem Resonator kann ein Teil der verstärkten reflektierten Welle wieder an den Eingang des Resonators zurückgeworfen werden, wodurch ein Rückkopplungseffekt entsteht. Damit kann der Verstärkungsfaktor (und die Bandbreite) des Molekularverstärkers geregelt werden.

Bei überkritischer Kopplung arbeitet der Verstärker als Oszillator.

Als Anpassungselement zeigte sich an dieser Stelle ein Stub-Tuner mit 3 Abstimmerschrauben am geeignetsten. Ein EH-Tuner kann nämlich kaum so eingestellt werden, daß er bei frequenzgewobbeltem Signal vollkommen "transparent" ist, also die Welle ungestört durchtreten läßt (was z.B. zum Abgleich der Koppelschlitze erforderlich ist), während bei einem Slide-Screw-Tuner mit verschiebbarem Stift variabler Eintauchtiefe die Gefahr besteht, daß Störfelder von außen eingestrahlt werden und an den Eingang des Molekularverstärkers gelangen.

Prinzipialbild des Molekularverstärkers (Meßanordnung)

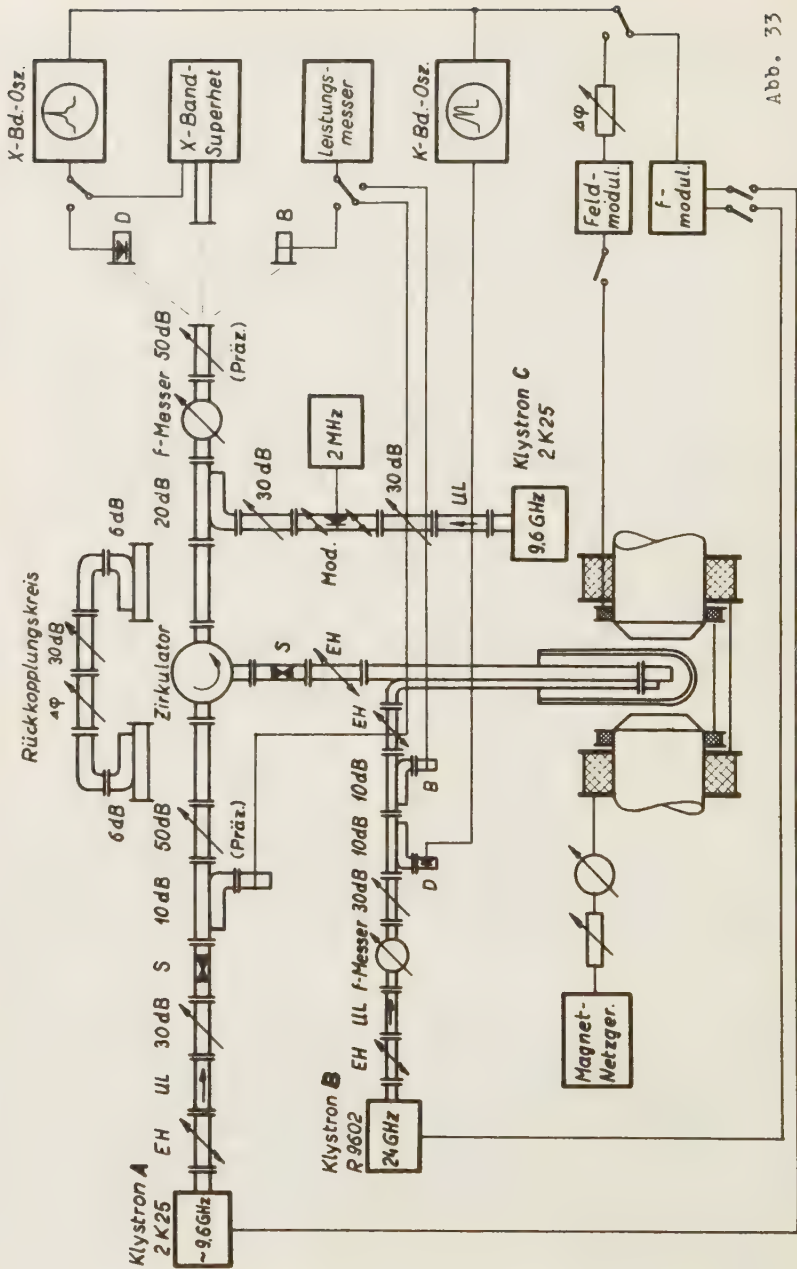


Abb. 33

Zur Einstellung einer Rückkopplung definierter Amplitude und Phase kann ein äußerer Rückkopplungskreis wahlweise eingesetzt werden. Für genaue Bandbreitemessungen wurde nach einem Vorschlag von REDHARDT eine Anordnung zum Einblenden von Frequenzmarken vorgesehen. Dazu wird eine vom Klystron C erzeugte Schwingung mittels eines Dioden-Modulators mit 2 MHz moduliert und über einen 20-dB-Richtkoppler in den Ausgangskreis eingespeist. Durch Interferenz mit dem Frequenzspektrum des frequenzmodulierten Klystrons A ergeben sich auf dem Schirmbild Marken im Abstand von 2 MHz.

7.42 Pumpkreis

Das Pumpklystron B (R 9602) kann zum Auffinden der Resonatorfrequenz und zur Einstellung der Anpassung ebenfalls frequenzmoduliert und das Spektrum auf dem K-Band-Oszillographen aufgezeichnet werden. Die vom Resonator reflektierte Welle wird durch einen 10-dB-Richtkoppler ausgekoppelt. Ein zweiter, geeichter 10-dB-Richtkoppler führt 10% der einfallenden Pumpleistung einem Bolometer zur Leistungsmessung zu.

Im Normalbetrieb des Molekularverstärkers wird das Klystron B nicht moduliert; durch ein Anpassungsglied EH_2 (EH-Tuner) zwischen Klystron und Einwegleiter UL kann die Leistungsabgabe auf ihren Maximalwert eingestellt werden. Ein 30-dB-Abschwächer ermöglicht, die dem Molekularverstärker zugeführte Pumpleistung zu regulieren und so die Abhängigkeit des Verstärkungseffektes von der zugeführten Pumpleistung zu ermitteln.

Ein zweites Anpassungsglied ST_2 vor dem Resonator dient zum Ausgleich geringer Fehlanpassungen. Aus dem unter 7.41 angeführten Grund ist es auch im Pumpkreis günstiger, vor dem Resonator anstelle eines EH-Tuners einen Stub-Tuner (oder Slide-Screw-Tuner) vorzusehen.

7.43 Magnetfeld

Die für den verlangten Arbeitsfrequenzbereich erforderliche Magnetfeldstärke von ca. 4.050 - 4.150 G wird von einem Permanentmagneten (4.000 G) in Verbindung mit einer Zusatzwick-

lung, die von einem Netzgerät kleinerer Stabilität gespeist werden kann und eine Feldvariation im erforderlichen Bereich ermöglicht, erzeugt.

In der Versuchsausführung *) wurde ein großer Permanentmagnet mit einem Luftspalt von $s = 60$ mm und 150 mm Poldurchmesser verwendet. Die Konstruktion des Resonators und der Anpassungstransformatoren ist jedoch derart, daß für den endgültigen Aufbau die erforderliche Feldhomogenität mit einem kleinen Magneten von 6 mm Luftspalt und 15 mm Poldurchmesser, der sich zur Gänze im Kühlmedium befindet, erzielt werden kann.

7.5 Justierung

7.51 Resonanzfrequenzen und Anpassung

Zum Abgleich der Rubin-Resonatoren auf die erforderlichen Schwingfrequenzen und zur Einstellung der Anpassungen (vgl. 7.32) werden Signal- und Pumpklystron frequenzmoduliert und die Absorptionskurve am Schirmbild mittels der Absorptionsmarke des Frequenzmessers ausgemessen.

Die Breite des Resonanzeinbruches ist ein Maß für die Güte des Resonators. (Je schmaler der Einbruch, um so höher ist die Güte), die Tiefe des Einbruches zeigt den Betrag der Anpassung. Ob es sich dabei um Über- oder Unteranpassung handelt, kann festgestellt werden, indem man den Resonator im Magnetfeld dreht**) bzw. die Feldstärke so lange ändert, bis paramagnetische Resonanz eintritt. Wird dabei der Reso-

*) Der äußere Aufbau entspricht der Konstruktionszeichnung Abb. 22. Resonator und Mikrowellenzuführungen wurden jedoch im Laufe der Versuche in der besprochenen Weise abgeändert (Abb. 23 - 29); der Kryostat konnte vereinfacht werden.

**) Der Resonator und ein Teil der Mikrowellenschaltung sind, wie aus Abb. 41 ersichtlich, auf einem Drehgestell aufgebaut, so daß mittels eines Schneckentriebes der Winkel zwischen der Kristallachse des Rubines und dem Magnetfeld sehr genau eingestellt werden kann.

nanzeinbruch auf dem Schirmbild tiefer, so liegt Überanpassung vor, wird der Resonanzeinbruch bei paramagnetischer Resonanz verringert, so ist der Resonator unterangepaßt. Die Anpassungsglieder ST_1 und ST_2 vor dem Resonator sind bei diesen Einstellungen ausgeschaltet.

7.52 Einstellung des Push-Pull-Winkels

Zur genauen Einstellung des Push-Pull-Winkels, also des Winkels $\Theta = 54^\circ 44'$ zwischen optischer Achse und Richtung des magnetischen Gleichfeldes, benützt man am besten die Feldmodulation; das Pumpklystron B schwingt hierbei auf der Pumpresonanzfrequenz des Resonators. Wenn Winkel und Feldstärke annähernd stimmen, erscheinen auf dem Schirmbild die beiden Absorptionsspektren des 1-3 und 2-4-Überganges, die durch Verändern von Winkel und Feldstärke zur Deckung gebracht werden müssen (vgl. Abb. 34 und 35). Damit ist der Push-Pull-Winkel eingestellt.

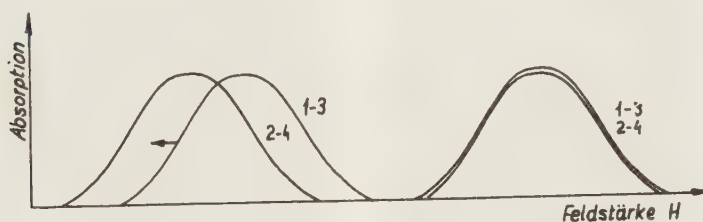
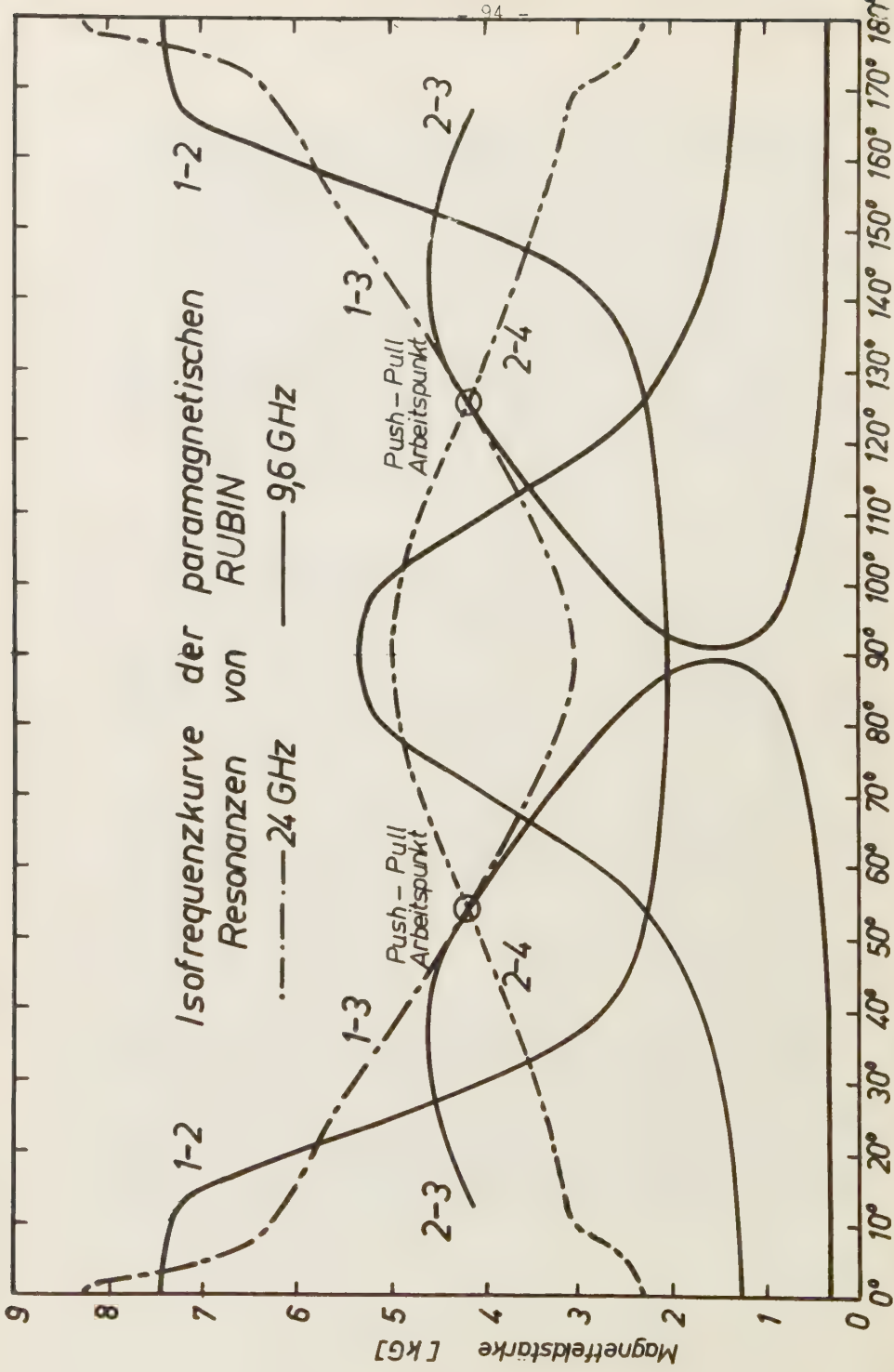


Abb. 34

Schaltet man nun bei abgekühltem Resonator (Abb. 33) statt der Feldmodulation wieder die Frequenzmodulation des Klystrons ein, so muß bei Verändern der Magnetfeldstärke bei einer bestimmten Feldstärke der Resonanzeinbruch im Signalband nach oben und bei derselben Feldstärke der Resonanzeinbruch im Pumpband kräftig bis zur Null-Linie nach unten gehen; die Absorption muß im Signal- und Pumpkreis aufeinanderfolgend beobachtet werden, um zunächst noch eine Einwirkung des Pumpfeldes auf die Signalabsorption auszuschließen.



Winkel θ zwischen Kristallachse und der Richtung des Magnetfeldes. H

7.6 Ergebnisse

7.61 Umkehrung des paramagnetischen Absorptionsspektrums in ein Emissionsspektrum

Die folgenden Oszillogramme wurden bei 50 Hz-Feldmodulation aufgenommen.

Abbildung 36a zeigt das paramagnetische Absorptionsspektrum des 2-3-Überganges eines Rubines mit ca. 0,3% Cr_2O_3 ; die Linienbreite beträgt etwa 70 G, das Absorptionsmaximum liegt bei 4.140 G (9.730 MHz).

Wird nun eine geringe Pumpleistung in den Resonator eingestrahlt, so verringert sich die Amplitude des Absorptionssignales (Abb. 36b) und bei weiterer Erhöhung der Pumpleistung entsteht ein Emissionsspektrum (Abb. 36c und d).

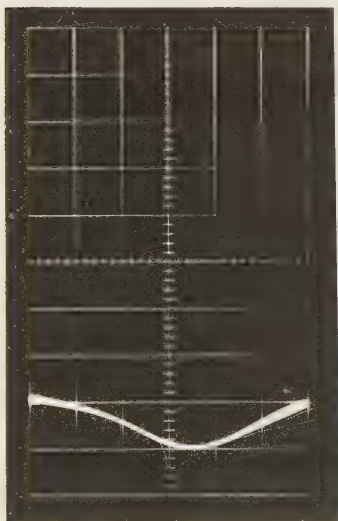


Abb. 36a

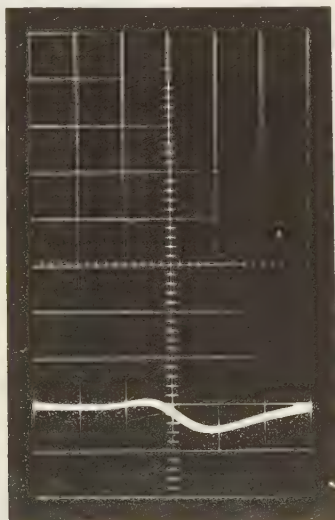


Abb. 36b

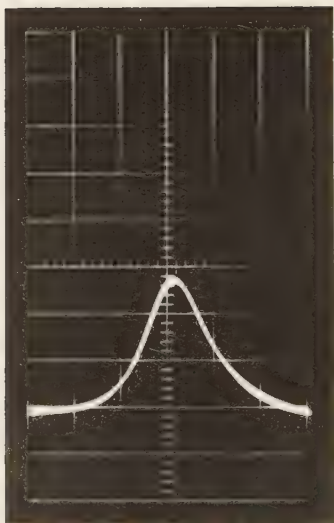


Abb. 36c

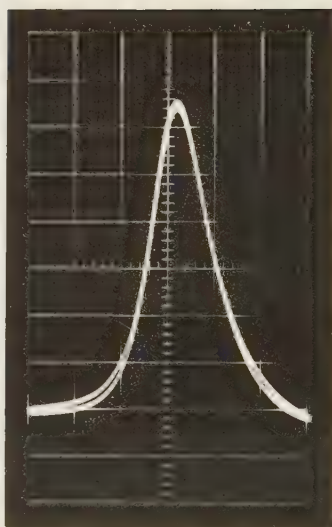


Abb. 36d

7.62 Entdämpfungseffekte

Die in Abb. 36c und 36d dargestellten Emissionsspektren der aktiven Substanz sagen noch nicht aus, ob der Molekularverstärker ein in den Resonator eintretendes Signal verstärkt; es werden zwar Emissionen angeregt, doch können diese noch zu gering sein, um die inneren Verluste des Resonators zu überwiegen.

Um einen "äußeren" Verstärkungseffekt nachzuweisen, muß daher das Frequenzspektrum der Resonatorresonanz aufgezeichnet werden (Frequenzmodulation des Signalklystrons A). Die Abbildungen 37a bis 37g zeigen das Absorptions- bzw. Emissionsspektrum des Rubinresonators, der die besten Ergebnisse zeigte (Chromkonzentration ca. 0,4 %) in Abhängigkeit von der eingestrahlichten Pumpleistung.



Abb. 37 a

Resonanzeinbruch des Resonators bei Anpassung (im Fall paramagnetischer Resonanz) Mittenfrequenz: 9.730 MHz, Breite des Resonatoreinbruches: ca. 6 MHz (Leerlaufgütefaktor $Q = 3.000$) Breite der KlystronSchwingmode ca. 30 MHz

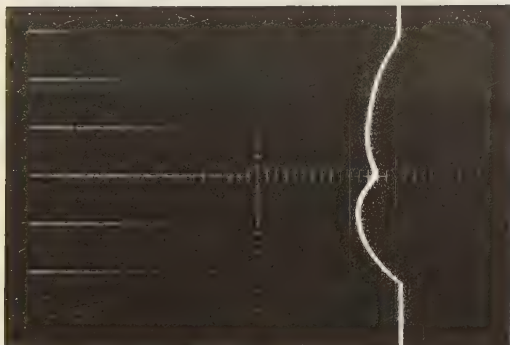


Abb. 37 b

Wie Abb. 37a, jedoch bei schwacher Einstrahlung von Pumpleistung; die Linienbreite des Einbruches ist schmäler, d.h. der Gütefaktor des Resonators wurde höher (teilweiser Ausgleich der Resonatorverluste durch paramagnetische Emissionen). Es tritt außerdem eine Anpassungsänderung auf.

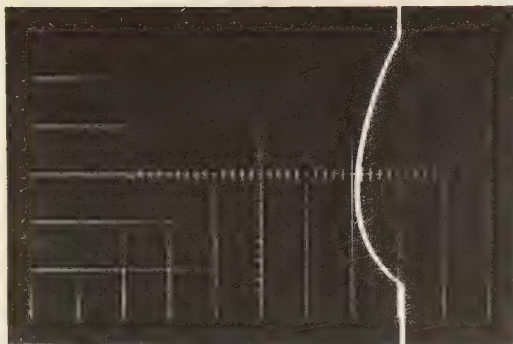


Abb. 37 c

Bei Erhöhung der Pumpleistung werden die Emissionen so stark, daß die Resonatorverluste vollkommen ausgeglichen sind. Der Resonator ist "transparent".

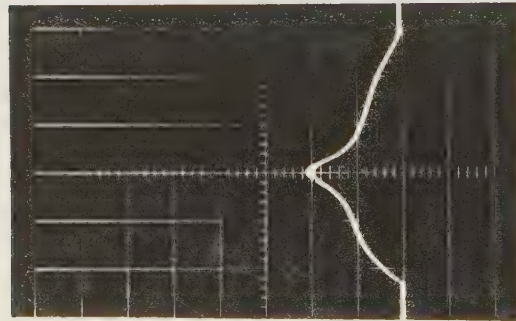


Abb. 37 d

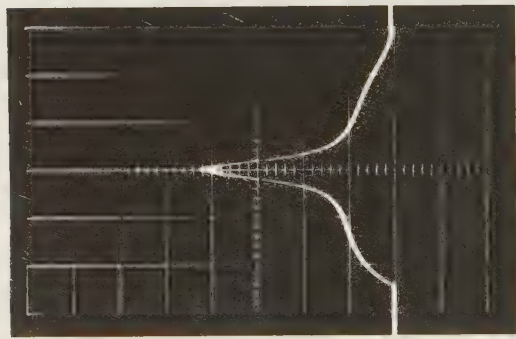


Abb. 37 e

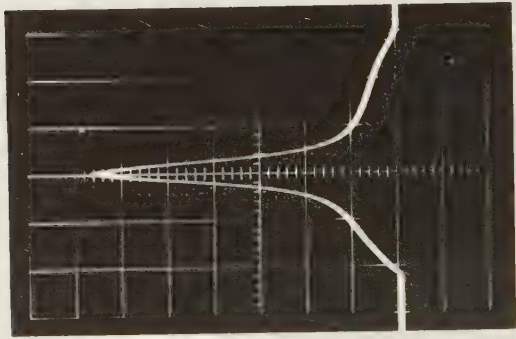


Abb. 37 f

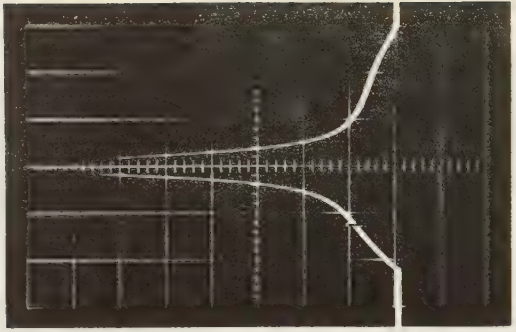
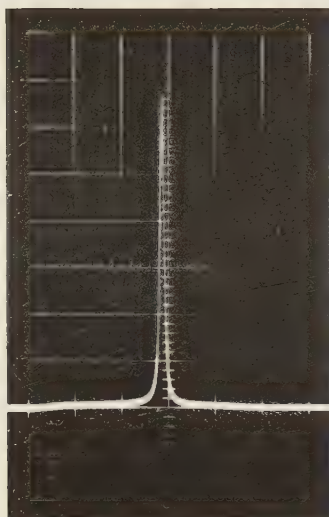


Abb. 37 g

Verstärkungseffekte bei steigender Rumpfleistung



Maximale Verstärkung
Vor Schwin insatz.
(Empfindlichkeit des
Empfängers um 13 dB
verringert)
Pumpleistung: 80 mW

Abb. 38

7.63 Messung des Verstärkungsfaktors

Der Verstärkungsfaktor wurde auf zwei Arten gemessen:

- a) Messung von Eingangs- und Ausgangsleistung und
Bildung des Quotienten.

Dazu wurde die vom Klystron A gelieferte Leistung zunächst mittels eines 30 dB-Abschwächers so eingestellt, daß an das Bolometer im Auskoppelarm des 10 dB-Richtkopplers eine (gut meßbare) Leistung von 0,505 mW gelangt.

Am Fingang des Präzisionsabschwächers fließt dann eine Leistung von 5 mW, die vom Präzisionsabschwächer um 50 dB abgeschwächt an den Eingang des Molekularverstärkers gelangt. Die Eingangsleistung des Molekularverstärkers beträgt damit 50 nW (bei dieser Eingangsleistung ist der Molekularverstärker noch nicht übersteuert; vgl. 7.66).

Sodann wird der Molekularverstärker auf maximale Verstärkung eingestellt und die Leistung am Ausgang des Molekularverstärkers gemessen.

- b) Durch genau meßbare Abschwächung des Ausgangssignales auf die Amplitude des Eingangssignales. Bei frequenzmoduliertem Klystron A wird der Schalter S_2 geschlossen, dadurch gelangt das Eingangssignal an den Ausgang des Molekularverstärkers, wo es vom Superhet verstärkt, auf dem Schirmbild des Oszillographen aufgezeichnet wird. Die Einstellung des Präzisionsabschwächers im Ausgangskreis des Molekularverstärkers wird abgelesen und notiert. Ebenso die Amplitude des Oszillogrammes. Sodann wird der Schalter S_2 geöffnet und der Präzisionsabschwächer so weit zurückgedreht, bis die Amplitude des Signales mit der vorher gemessenen übereinstimmt. Die Differenz der Einstellungen des Präzisionsabschwächers gibt den Verstärkungsfaktor in dB.

Beide Messungen ergaben eine maximale Leistungsverstärkung um 32 dB.

7.64 Messung der Bandbreite

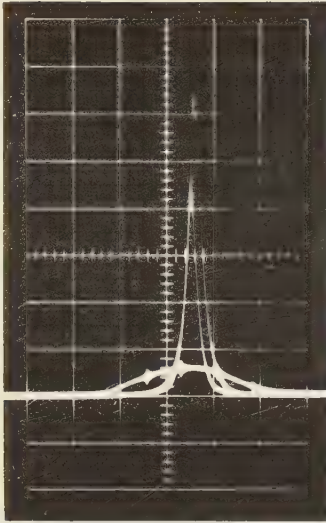
Zur Messung der 3 dB-Bandbreite wurden (bei frequenzmoduliertem Klystron A) 3 Oszillogramme auf demselben Film aufgenommen. (Abb. 39).

Mit Hilfe des Frequenzmaßstabes aus Oszillogramm C (Abstand der Frequenzmarken = 2 MHz) wurde die Breite des Ausgangssignales an der Stelle gemessen, die durch die Spitze des um 3 dB abgeschwächten Signales gegeben ist.

Es wurde eine 3 dB-Bandbreite von 540 kHz ermittelt.

7.65 Ausgangsleistung des schwingenden Molekularverstärkers

Bei abgeschaltetem Klystron A und C wurde ST_1 so eingestellt, daß Selbsterregung eintrat. Bei der maximal verfügbaren Pumpleistung von 80 mW betrug die mittels Bolometer gemessene Ausgangsleistung 500 μ W.



- a) Das Ausgangssignal bei maximaler Verstärkung
- b) wie a), jedoch mit 3 dB Abschwächung am Ausgang
- c) Das Interferenzspektrum des Eingangssignales (S_2 geschlossen) mit den Seitenbändern des mit 2 MHz modulierten Klystrons C.

Abb. 39

7.66 Aussteuerungskurve

Nach dem unter 7.63 b beschriebenen Verfahren wurden Ausgangsleistung und Verstärkungsfaktor des Molekularverstärkers in Abhängigkeit von der Eingangsleistung gemessen.

Diese Messung wurde unter Bedingungen durchgeführt, wie sie dem geplanten Einsatz des Molekularverstärkers entsprechen. Der Nennverstärkungsfaktor wurde auf $P_a/P_e = 300$ (282) eingestellt und die Pumpleistung im Interesse einer hohen Lebensdauer des Pumpklystrons auf 60 mW reduziert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 und Kurve Abb. 40 dargestellt. Der Linearitätsbereich des Molekularverstärkers erstreckt sich danach bis zu Eingangsleistungen von ca. 40 nW.

Da bei einer Pumpleistung von 60 mW die Pumpübergänge bei weitem noch nicht gesättigt sind, kann durch Erhöhen der Pumpleistung der Linearitätsbereich noch um ein Vielfaches vergrößert werden.

Die minimale Rauschleistung des Verstärkers (bei größtmög-

lichen stabilen Verstärkungsfaktoren und kleinster Bandbreite $B_{\min} = 540 \text{ kHz}$) errechnet sich nach Gl. (104) in erster Näherung

$$P_{r \min} = k T_0 B_{\min} \quad (131)$$

mit $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/grad} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/grad}$
 $T_0 = 90^\circ \text{ K}$
 $B_{\min} = 540 \text{ kHz}$

zu:

$$\underline{P_{r \min} = 6,72 \cdot 10^{-16} \text{ W}}$$

Der Aussteuerungsbereich des Molekularverstärkers liegt somit zwischen ca.

$$10^{-15} \div 4 \cdot 10^{-8} \text{ W}$$

Eingangsleistung		Ausgangsleistung		Verstärkungsfaktor	
P_e	W	P_a	W	G	G dB
$1,4 \cdot 10^{-4}$		$2,32 \cdot 10^{-4}$		1,658	2,2
$4,43 \cdot 10^{-5}$		$2,61 \cdot 10^{-4}$		5,89	7,7
$1,4 \cdot 10^{-5}$		$2,07 \cdot 10^{-4}$		14,8	11,7
$4,43 \cdot 10^{-6}$		$1,58 \cdot 10^{-4}$		35,6	15,5
$1,4 \cdot 10^{-6}$		$1,09 \cdot 10^{-4}$		77,8	18,9
$4,43 \cdot 10^{-7}$		$6,71 \cdot 10^{-5}$		151	21,8
$1,4 \cdot 10^{-7}$		$3,22 \cdot 10^{-5}$		230	23,6
$4,43 \cdot 10^{-8}$		$1,25 \cdot 10^{-5}$		282	24,5

Tab. 1

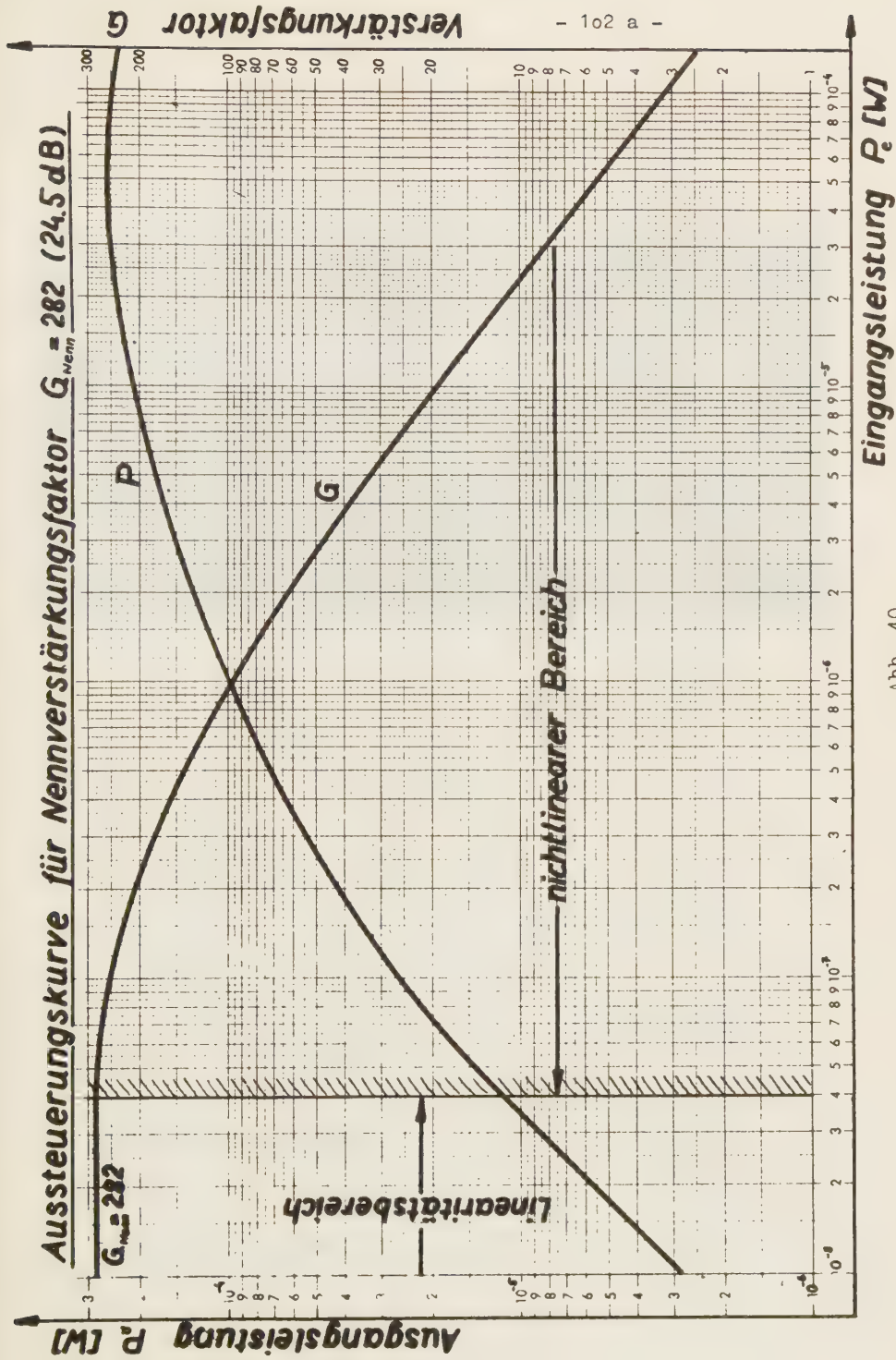


Abb. 40

7.67 Gesamtansicht des Molekularverstärkers

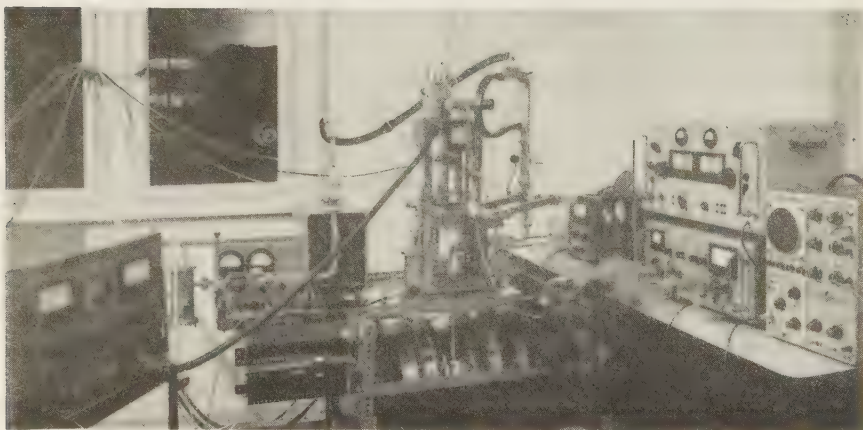


Abb. 41

8. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war der Aufbau eines Mikrowellen-Festkörpermolekularverstärkers, der in Verbindung mit einem Elektronenspinresonanzspektrometer den Nachweis sehr schwacher ESR-Signale aus biologischen Substanzen ermöglichen soll.

Da für den geplanten Einsatz des Molekularverstärkers die Rauscheigenschaften eines mit flüssigem Helium gekühlten Molekularverstärkers nicht ausgenutzt werden können, sollte der Molekularverstärker - um den Aufwand einer Helium-Verflüssigungsapparatur zu vermeiden - möglichst mit flüssiger Luft als Kühlmittel arbeiten. Zudem ergab eine Berechnung der oberen Aussteuerungsgrenze, daß ein bei höherer Kristalltemperatur arbeitender Molekularverstärker für die Verbindung mit einem Spektrometer geeigneter wäre.

Da die tiefe Temperatur der aktiven Substanz für den Festkörpermolekularverstärker eine funktionelle Notwendigkeit ist, gelingt es nur unter Ausnützung bestimmter Gegebenheiten und günstiger Einstellung der verfügbaren Parameter, noch bei höheren Kristalltemperaturen einen Verstärkungseffekt zu erzielen. Diese Möglichkeiten wurden untersucht und unter Berücksichtigung der Ergebnisse verschiedene experimentelle Anordnungen erprobt.

Um einen genauen Abgleich der Resonatoren auf die paramagnetischen Resonanzfrequenzen zu ermöglichen, wurden die Eigenwerte des Spin-Hamilton-Operators für Rubin bei Gegenaktumpumpen im Signalfrequenzbereich von 8 014,8 bis 10 758,4 GHz berechnet (Tabelle 4.32). Als optimale Chromkonzentration wurde für eine Betriebstemperatur von 90° K ein Wert von ca. 0,4 % Cr_2O_3 gefunden.

Die endgültige Ausführung des Molekularverstärkers ergab ein Gewinn-Bandbreiteprodukt

$$\underline{G \cdot B = 21,5 \text{ MHz}}$$

bei einer Kristalltemperatur von 90° K.

Gegenüber den beiden bisher veröffentlichten Hochtemperatur-Molekularverstärkern englischer und amerikanischer Arbeitsgruppen - Ditchfield (DF1, 1958) (3,8 MHz bei 56° K) und Maiman (MT 1, 1960) (14 MHz bei 77° K) konnte damit trotz einer höheren Kristalltemperatur ein günstigeres Gewinnbandprodukt erzielt werden.

In den ersten Kapiteln der vorliegenden Arbeit wird eine kurze Übersicht über das Arbeitsprinzip verschiedener Festkörper-Molekularverstärker-Typen, über die Anforderungen an die aktive Substanz und über einige wichtige physikalische Vorgänge beim Molekularverstärker gegeben.

Die bereits von mehreren Autoren angedeutete Möglichkeit, unter bestimmten Umständen bei Festkörper-Molekularverstärkern Rauschtemperaturen zu erzielen, die niedriger als die Kristalltemperatur sind, wird untersucht. Danach könnte beim vorliegenden Molekularverstärker (bei genügend großer Pumpleistung) eine Rauschtemperatur erzielt werden, die zwischen $\frac{2}{3} T_c$ und T_c liegt (T_c ist die Kristalltemperatur).

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- A B 1 Artmann, J. O., Bloembergen, N. and Shapiro, S.
"Operation of a Three-Level Solid-State Maser at 21 CM"
Phys. Rev. 109, 1392 (1958); Ch. Abs. 11571 g (1958)
- A F 1 Arams, F. R. "Low Field X-Band Ruby Maser", Proc. Inst.
Radio Engrs. 47, 1373 (Aug. 1959)
- A F 2 Arams, F. R. "Maser Operation with Signal Frequency
Higher than Pump Frequency", Proc. Inst. Radio Engrs.
48, 108 (Jan. 1960)
- A G 1 Alsop, L. E., Giordmaine, J.A. et al., "Measurement
of Noise in a Maser Amplifier", Phys. Rev. 107, 1450
(Sept. 1957)
- A K 1 Arams, F.R. and Krayner, G. "Design Consideration for
Circulator Maser Systems", Proc. Inst. Radio Engrs. 46,
912 (May 1958)
- A M 1 Autler, S.H. and Mc. Acroy, N. "21-Centimeter Solid State-
Maser", Phys. Rev. 110, 280 (April 1958)
- A O 1 Arams, F. R. and Okwit, S. "Tunable L-Band Ruby Maser",
Proc. Inst. Radio Engrs. 47, 992 (May 1959)
- A S 1 Autler, S.H. "Proposal for a Maser-Amplifier System
Without Non-Reciprocal Elements", Proc. Inst. Radio
Engrs. 46, 1880 (Nov. 1958)
- B B 1 Bölger, B. "On the Saturation and Relaxation Behavior
of some Paramagnetic Salts", in T 1 S. 337
- BBY 1 Berman, R. M., Bleiberg, M. L. and Yeniscavich, W.
"Fission Fragment Damage to Crystal Structure (Al_2O_3)"
W. WAPD-T-1125 (Feb. 1960) NSA 13020 (1960)
- BBS 1 Bleaney, B. and Stevens, K. W. H. Rep. Progr. Phys. 16,
108 (1953)

- B C 1 Bolef, D. I. and Chester, F. F. "Some Technique of Microwave Generation and Amplification Using Electron Spin States in Solids", I. R. E. Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-6, 47 (Jan. 1958)
- BCS 1 Bates, J. L., Culter, I. B., Schenplein, R. J. and Gibbs, P. "Etching of Dislocation in Corundum", Bull. Am. Phys. Soc. 2, 300 (1957)
- B N 1 Bloembergen, N. "Proposal for a New-Type Solid-State Maser", Phys. Rev. 104, 524 (1956) Ch. Abs. 4125 h (1957)
- B N 2 Bloembergen, N. "Electron Spin and Phonon Equilibrium in Masers", Phys. Rev. 109, 2209 (1958); Ch. Abs. 14315 c (1958)
- BNP 1 Basov, N. G. and A. M. Prokhorov, J. Exptl. Theor. Phys. (U.S.S.R.) 27, 431 (1954)
- BNP 2 Basov, N. G. and Prokhorov, A. M., Proc. Akad. Sci. (U.S.S.R.) 101, 47 (1955)
- BNP 3 Basov, N.G. and Prokhorov, A. M., "Possible Methods of obtaining active molecules for a molecular oscillator" J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 28, 249 (1955)
- B P 1 Butcher, P. N. "Theory of Three-Level Paramagnetic Maser", Proc. Inst. Elect. Engrs., Papers 2641 R, 2642 R, 2643R, 2644 R (May 1958)
- B P 2 Butcher, N. P. "Noise and Absorption Spectra in Three-Level Masers, in T 1 S. 182
- B R 1 Bersohn, R. "Electric Field Gradients in Ionic Crystals", J. Chem. Phys. 29, 526 (1958); Chem. Abs. 19465 b. (Alumina)

- B S 1 Bergmann, S. M. "Three-Level Solid State Maser",
J. Appl. Phys. 30, 35 (1959)
- B S 2 Bergmann, S. M. "Submillimeter Wave Maser", J. Appl.
Phys. 31, 275 (Feb. 1960)
- C A 1 Clogston, A. M. "Susceptibility of the Three-Level-
Maser", J. Phys. Chem. Solids 4. 271 (1958)
- C C 1 Chang, W. S. C., Cromack, J. and Siegman, A. E.
"Cavity Maser Experiments Using Ruby at S Band",
J. Electronics and Control 6, 508 (1959)
- C K 1 Collins, S. A., Kyhl, R. L. and Strandberg, M. W. P.
"Spin-Lattice Relaxation From State of Negative
Susceptibility", Phys. Rev. Letters 2, 3 (1959)
- C H 1 Combrisson, J., Honig, A., Townes, C. H. Comptes Rendus
242, 2451 (1956)
- C L 1 Cross, Lloyd "Silvered Ruby Maser Cavity", J. Appl.
Phys. 30, 1459 (Sept. 1959)
- C S 1 Chang, W. S. and Siegman, A. E. "Characteristics of
Potassium Chromcyanide for Zeeman Transitions",
Stanford Electronics Lab, Techn. Rep. No. 156-1 (1958)
- C S 2 Chang, W. S. and Siegman, A. E. "Characteristics of
Ruby for Maser Applications", Stanford Electr. Lab.,
Techn. Rep. No. 156 - 2 (1958)
- CSS 1 Cowen, J., Schafer, W. and Spence, R. "Polarization
of the Al^{27} Nuclei in Ruby", Phys. Rev. Letters 3, 13
(1959)
- C T 1 Cross, L. and Terhune, R. W. "Temperature Dependence
of the Zero-Field Splitting of Ruby", Bull. Am. Phys.
Soc. 3, 371 (1958)

- C W 1 Culver, W. H. "The Maser, a Molecular Amplifier for Microwave Radiation", Science 126, 810 (1957)
- CWC 1 Chester, C. F., Wagner, P. E., Castle, J. G. "Two Level Solid State Maser", Phys. Rev. 110, 281 (1958)
- D B 1 Daunt, J. G. and Brugger, Z. "The Magnetic Susceptibilities of Synthetic Ruby and Other Synthetic Gemes at Liquid Helium Temperature, "Phys. Chem. 16, 203 (1958)
- D F 1 Ditchfield, C. R. and Forrester, P. A. "Maser Action in the Region of 60° K", Phys. Rev. Letters 1, 448 (Dec. 1958)
- D S 1 Davis, C. F., Strandberg, M. W. P., Kyhl, R. L. "Direct Measurement of Electron Spin-Lattice Relaxation Times", Phys. Rev. 111/1, 1268 (Sept. 1958)
- DSS 1 DeGrasse, R. W., Schulz, E. O. and Scovil, H. "Three-Level Solid State Traveling-Wave Maser", Bell System Tech. J. 38, 305 (1959)
- E W 1 Eschenfelder, A. H., Weidner, R. T. "Saturation Effects in Paramagnetic Resonance", Phys. Rev. 92/4, 869 (Nov. 1953)
- F D 1 Furukawa, G. T., Douglas, T. B. et. al. "Thermal Properties of Al_2O_3 from 0° - 1200° ", J. Res. Natl. Bur. Standards 57, 67 (1956), (Res. Paper 2964)
- F H 1 Friedburg, H. "Die physikalischen Prinzipien des Molekularverstärkers", Vortrag, gehalten auf der intern. Tagung "Mikrowellen" in München 1960
- G 1 Geusic, J. E. "Paramagnetic Fine Structure of Cr^{+++} in a Single Ruby Crystal", Phys. Rev. 102, 1252 (1956)

- G 2 Geusic, J. E. "Paramagnetic Resonance Spectrum of Cobalt-Doped Al_2O_3 at 1.6°K ", Bull. Am. Phys. Soc. 4, 261 (1959)
- G 3 Geusic, J. E. "Harmonic Spin Coupling in Ruby", Phys. Rev. 118, 129 (April 1960)
- G A 1 Giordmaine, J. A. Alsop, L. E. et al. "A Maser Amplifier for Radio Astronomy at X-Band", Proc. Inst. Radio Engrs. 47, 1062 (June 1959)
- GAN 1 Giordmaine, J. A., Alsop, L. E., Nash, R. F. and Townes, C. H. "Paramagnetic Relaxation at Very Low Temperatures" Phys. Rev. 109, 302 (1958)
- G E 1 Groschwitz, E. "Zur Theorie des Masers", Z. Naturforschg. 14 a, 305 (1959)
- G J 1 Gill, J. C. "Some Measurements of the Decay of Paramagnetic Saturation in Ruby" in T 1, S. 333
- G S 1 Geusic, J. E., Schulz, E. et al. "Three Level Spin Refrigeration and Maser Action at 1500 Mc/sec", J. Appl. Phys. 30, 1113 (1959)
- G W 1 Gorden, J. P. and White, L. D. "Noise in Maser Amplifiers", Proc, IRE 46, 1588(1958)
- G Z 1 Gorden, Zeiger, Townes "The Maser - New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer", Phys. Rev. 99, 1294 (Aug. 1955)
- H 1 Heffner, H. "Maximum Efficiency of the Solid-State Maser", Proc, Inst. Radio Engrs. 45, 1289 (1957)
- H 2 Heffner, H. "Solid-State Microwave Amplifiers", I.R.E. Trans. Microwave Theory and Tech. Vol. MTT-7, 83 (Jan. 1959)

- H R 1 Hoskins, R. H. "Spin-Level Inversion and Spin-Temperature Mixing in Ruby", Phys. Rev. Letters 3, 174 (1959)
- J 1 Javan, A. "Theory of a Three-Level Maser", Phys. Rev. 107, 1579 (1957)
- K 1 Kikuchi, C. "Sum Rules and Relative Intensities for Paramagnetic Ions of Spin 3/2", Technical Report 2616-8-R, June 1959
- KBM 1 King, J. E., Birko, A., Makhov, G., "A Double Pumping Scheme Applicable to Low-Frequency Masers" Proc. IRE 47, No. 11 (1959)
- K L 1 Kikuchi, C. and Lambe, J. "Spin Resonance of V^{2+} , V^{3+} , V^{4+} , in $-Al_2O_3$ ", Phys. Rev. 118, 71 (1960)
- KLT 1 Kikuchi, C., Lambe, J. and Terhune, R. "Maser Action in Ruby", Phys. Rev. 109, 1399 (Feb. 1959)
- K M 1 Kikuchi, C., Makhov, G., Lambe, J. and Terhune, R. "Ruby as a Maser Material", Technical Report 2616-6-R, May 1959
- K M 2 Kikuchi, C., Makhov, G., Lambe, J. and Terhune, R. "Ruby as a Maser Material", J. Appl Phys. 30, 1061 (Feb. 1958)
- KMS 1 Kyhl, R. L., Morris, R. J., Strandberg, M.W.P. "A Tunable Ruby Maser with Large Bandwidth", MIT Quarterly Progr. Rep. p. 99 (Oct. 1958) Proc. IRE 47, 80 (1959)
- K P 1 Kornienko, L. S. and Prokhorov, A. M. "A Paramagnetic Amplifier and Generator Using Fe^{3+} Ions in Corundum", J.E.T.P. (USSR) 36, 919 (1959)

- K R 1 Kingston, R. H. "A U.H.F.-Solid-State Maser", Proc. Inst. Radio Engrs. 46, (I), 916 (May 1958)
- KRL 1 Kyhl, R. L. "Negative L and C in Solid-State Masers", Proc. of the IRE 48, No. 6, June 1960
- K T 1 King, J. E. and Terhune, R. W. "Operation of a Zero-Field X-Band Maser", J. Appl Phys. 30, 1844 (Nov. 1959)
- L A 1 Lambe, J., Ager, R. and Kikuchi, C., "Electron Spin Resonance of V^{2+} and V^{3+} in Corundum", Am. Phys. Soc. Bull. 4, 261 (1959)
- L K 1 Lambe, J. and Kikuchi, C. "Spin Resonance of V^{2+} , V^{3+} , V^{4+} in $-Al_2O_3$ ", Phys. Rev. 118, 71 (April 1960)
- M 1 Makhov, G. "The Pulsed Mode of Operation of the Three-Level Maser Oscillator", Presentation at the 18th Electron Tube Research Conference, Seattle, Washington (June 1960)
- M A 1 McWhorter, A. L. and Arams, F. R. "System-Noise Measurement on a Solid State Maser", Proc. Inst. Radio Engrs. 46 (I), 913 (May 1958)
- M C 1 Makhov, G., Cross, L. G., Terhune, R. W. and Lambe, J. "Effect of Nuclear Polarization on the Behaviour of Solid State Masers", J. App. Phys. 31, 936 (May 1960)
- M J 1 Meyer, J. W. "The Three-Level Maser", MIT Oct. 21 (1958)
- M J 2 Meyer, J. W. "Paramagnetic Materials for Masers" MIT Techn. Report No. 1 (Division 4) April 1959

- M J 3 Meyer, J. W. "Maser Systems" MIT Techn. Rep. No. 2 (Div. 4), (June 1959)
- M K 1 Makhov, G., Kikuchi, C. et, al. "Maser Action in Ruby", Phys. Rev. 109, 1399 (1958)
- M M 1 McWhorter, A. L. and Meyer, J. W. "Solid-State Maser Amplifier", Phys. Rev. 109, 312 (1958)
- MMF 1 Momo, L. R., Myers, R. A., Foner, S. "Puldes Field Millimeter Wave Maser", Massachusetts Inst. of Technology, Lincoln Lab. Group Report M82-11 (Sept. 1959)
- MMS 1 McWhorter, A. L. and Meyer, J. W. and Strum, P. D. "Noise Temperature Measurement on a Solid State Maser", Phys. Rev. 108, 1642 (Dec. 1957)
- M P 1 Manenkov, A. A. and Prokhorov, A. M. "The Fine Structure of the Spectrum of the Paramagnetic Resonance of the Ion Cr^{+++} in Chromium Corundum", Sov. Phys. J.E.T.P. 1, 611 (1955)
- M P 2 Manenkov, A. A. and Prokhorov, A. M. "Hyperfine Structure of the Paramagnetic Resonance Spectrum of Cr^3 in Alumina", Zhur. Eksptl. i Tedret. Fiz. 31, 346 (1956) Soviet. Phys. JETP 4, 288 (1957)
- M S 1 Marshall, S. A. "Paramagnetic Resoance of Nickel in Al_2O_3 ", Bull. Am Phys. Soc. 5, 158 (1960)
- M T 2 Maiman, T. H. "Maser Behaviour: Temperature and Concentration Effects", J. Appl. Phys. 31, 222 (Jan. 1960)
- M T 1 Maiman, T. H. "Temperature and Condentration Effects in a Ruby Maser", in T1, S. 324
- M W 1 Müller, M. W. "Noise in a Molecular Amplifier" Phys. Rev. 106, 8 (1957)

- I : Pound, R. F. "Spontaneous Emission and Noise Figure of Maser Amplifiers", Ann. Phys. 1, 24 (April 1957)
- FMS 1 Petic, M. and Schawlow, A. L. "Optical and Paramagnetic Resonance Spectra of Cr^{+++} in Ga_2O_3 ", Bull. Am. Phys. 5, 158 (1960)
- F P 1 Pasninin, P. P. and Prokhorov, A. M. "Measurements of the Spin-Lattice Relaxation Times of Cr^3 in Corundum", J.E.T.P. (USSR) 34, 777 (1958); Sov. Phys. J.E.T.P.
- P S 1 Pace, J. H., Sampson, D. F. and Thorp, J. S. "Spin-Lattice Relaxation Times in Ruby at 34, 6 $\text{K}^\circ/\text{sec.}$ " Phys. Rev. Letters 4, 18 (Jan. 1960)
- R A 1 Redhardt, A. "Elektronenresonanzen an biophysikalisch wichtigen Stoffen. I. Teil: Physikalische und technische Grundlagen, ein Mikrowellenspektrometer für strahlenbiologische Untersuchungen" Strahlentherapie 109, 133 (1959)
- R A 2 Redhardt, A. "Kompensation von Schwankungen der Generatorfrequenz bei Elektronenresonanzspektrometern", Z. Angw. Phys. 13, 108 (1961)
- R A 3 Redhardt, A. "Meßtechnik und Anwendung der Elektronenspinresonanzspektroskopie in der Biophysik", Vortrag, gehalten auf der Physikertagung in Stuttgart (Sept. 1962)
- R H 1 Reitböck, H. "Ermittlung der günstigsten Feldverteilung im Rubinresonator eines 4-Niveau-Molekularverstärkers", Vortrag gehalten auf der Physikertagung in Stuttgart (Sept. 1962)
- R H 2 Reitböck, H. "Quantenmechanische Verstärker (Maser und Laser) und ihre biologische Anwendung", Vortrag, gehalten auf der Arbeitstagung d. Dt. Ges. für med. und biol. Elektronik in Wolfsburg (Nov. 1962)

- RHR 1 Reitböck, H. u. Redhardt, A. "Ein Molekularverstärker für eine Betriebstemperatur von 90° K", Z. Naturf. 17a, 187 (1962)
- R R 1 Rajewsky, B. u. Redhardt, A. "Die Beobachtung paramagnetischer Resonanzerscheinungen als neues Hilfsmittel der Biophysik", Elektromedizin 3, 273 (1958)
- R R 2 Rajewsky, B. u. Redhardt, A. "Time Dependence of the Radical State in X-Irradiated Keratins", Nature (London) 193, 365 (1962)
- R R 3 Rajewsky, B. u. Redhardt, A. "Elektronenresonanz-Untersuchungen in einem röntgenbestrahlten Faserprotein", Z. Naturforsch. 17b, 569 (1962)
- RRF 1 Rajewsky, B., Redhardt, A. u. Froese, G. "Nachweis verschiedener paramagnetischer Reaktionsprodukte bei Röntgenbestrahlung eines Faserproteins durch Elektronenresonanzmessung", Z. Naturforsch. 14b, 823 (1959)
- S 1 Singer, J. R. "Masers", John Wiley & Sons, Inc., New York 1959
- S A 1 Siegman, A. E. "Gain Bandwidth and Noise in Maser Amplifiers", Proc. Inst. Radio Engrs, 45, 1737 (Dec, 1957)
- SAB 1 Siegman, A. E., Butcher, P. N., et al. "Traveling-Wave Solid-State Masers", Proc. Inst. Elect. Engrs. 105, (B), 711, 716 (1958)
- SAT 1 Schawlow, A. L. and Townes, C. H. "Infrared and Optical Masers", Phys. Rev. 112, 1940 (Dec. 1958)
- S B 1 Shapiro, S. and Bloembergen, N. "Relaxation Effects in a Maser Material, $K_3(CoCr)(CN)_6$ ", Phys. Rev. 116, 1453 (1959)

- S D 1 Schulz-DuBois, E. O. "Paramagnetic Spectra of Substituted Sapphires - Part I: Ruby", Bell Tel. LhJ. 38, 271 (1959)
- S D T 1 Squire, C.F., Day, S. M., Thossen, Al. S., Adair, T. W. "Low Temperature Studies in Spin-Lattice Interactions in Solids", T 1, S. 182
- SES 1 Schulz, E. O., Scovil, H. and DeGrasse, R. "Use of Active Material in Three-Level Solid State Masers", Bell Syst. Tech. J. 38, 335 (March 1959)
- S H 1 Scovil, H. E. D. "Three-Level Solid-State Maser", I.R.E. Trans. Microwave Theory and Tech. Vol MTT-6, 29 (Jan. 1958)
- SHF 1 Scovil, H. E. D., Feher, G. und Seidel, H. "The Operation of the Solid State Maser", Phys. Rev. 105, 762 (1957)
- SHS 1 Scovil, H.E. D. and Schulz, E. O. "Three-Level Masers as Heat Engines", Phys. Rev. Letters 2, 262 (March 1959)
- SJM 1 Smidt, J. u. Mehlkopf, A. F. "A 3 cm Electron Spin Resonance Spectrometer With a Noise Level Equivalent to $3 \cdot 10^{10}$ H Unpaired Spins at Room Temperature", Congress Ampère, Eindhoven (Juli 1962)
- S K 1 Shimoda, K. "Radiofrequency Spectroscopy Using Three-Level Maser Action", J. Phys. Soc. of Japan 14, 954 (1959)
- S M 1 Strandberg, M. W. P. "Inherent Noise of Quantum-Mechanical Amplifiers", Phys. Rev. 106, 617 (1957)
- S M 2 Strandberg, M. W. P. "Computation of Noise Figure for Quantum-Mechanical Amplifiers", Phys. Rev. 107, 1483 (Sept. 1957)

- SMD 1 Strandberg, M. W. F., Davis, C. F., Faughan, B. W., Kyhl, R. L., Wolga, S. J. "Operation for a Solid State Quantum-Mechanical Amplifier;" Phys. Rev. 109, 1988 (März 1958)
- SNT 1 Shiren, N. and Tucker, E. "Spin-Phonon Interaction in Ruby", Phys. Rev. Letters 2, 206 (March 1959); NSA 14649 (1959)
- S R 1 Seckelmann, R. "Quantenmechanische Verstärker", Heinrich-Hertz-Institut f. Schwingungsforschung, Techn. Bericht Nr. 36 (Feb. 1960)
- S S 1 Sugano, S. "Absorption Spectra of Cr^{+++} in Al_2O_3 , II", J. Phys. Soc. Japan 13, 899 (1958); Ch. Abs. 17941 f (1958)
- S T 1 Sugano, S. and Tsujikawa, I. "Absorption Spectra of Cr^{+++} in Al_2O_3 Part B. Experimental Studies of the Zeeman Effect and Other Properties of the Line Spectra", J. Phys. Soc. Japan 13, 899 (1958)
- STY 1 Sugano, S. and Tanabe, Y. "Absorption Spectra of Cr^{+++} in Al_2O_3 Part A. Theoretical Studies of the Absorption Band and Lines", J. Phys. Soc. Japan 13, 880 (1958)
- T E 1 Tucker, E. E. "Spin-Phonon Interaction in Ruby", Bull. Am. Soc. 5, 157 (1960)
- T G 1 Tucker, R. N. and Gibbs, P. "Electrical Conductivity of Corundum", Bull. Am. Phys. Soc. 2, 300 (1957)
- TGJ 1 Troup, G. J. "The Optimum Line Width for the Transition Used in a Reflection Cavity Maser Amplifier", J. Phys. 12, 218 (Sept. 1959)

- T L 1 Terhune, R. W., Lambe, J., G. Makhov and Cross, L. G.
"Electron Nuclear Double Resonance Experiments with
Ruby", Phys. Rev. Letters 4, Nr. 5 (March 1960)
- T Y 1 Tanabe, Y. "Absorption Spectra of Ruby", J. Phys. Soc.
Japan 12, 556 (1957)
- V V 1 Van Vleck, J. H. Phys. Rev. 57, 426 (1940)
- V 1 Vuylsteke, A. A. "Elements of Maser Theory"
D. Van Nostrand Co. Inc. Princeton, N.I., 1960
- W G 1 Wessel, G. K. "A.F.J.I. Ruby Maser", Proc. Inst.
Radio Engrs. 47, 590 (April 1959)
- W H 1 Wolf, H. C. "The Molecular Amplifier", Z. Angew. Phys.
10, 480 (Oct. 1958)
- W H Z1 Wiesner, J., Harvey, G. and Zimmermann, H.
"Spin-Lattice Relaxation Time for Ruby", NP-6775 (R),
MIT Res. Lab. of Elec. (1958)
- W H Z2 Wiesner, J., Harvey, G. und Zimmermann, H. "Rubies-
-Microwave Absorption, Linewidth" NP-7580, MIT Res.
Lab. of Elec. (1959)
- W L 1 Wiederhold, G. "Elektronenresonanzuntersuchungen am
synthetischen Rubin", in Lösche, A. und Schütz, W.:
Hochfrequenzspektroskopie, Akademie Verlag, Berlin 1961
- W I 1 Wieder, I. "Optical Detection of Paramagnetic Resonance
Saturation in Ruby", Phys. Rev. Letters 3, Nr. 10
Nov. 1959
- W J 1 Weber, J. "Amplification of Microwave Radiation by
Substances not in Thermal Equilibrium", Trans. IRE,
PGED-3, 1-4 (June 1953)

- W J 2 Weber, J. "Masers", Rev. Mod. Phys. 31-681 (July 1959)
- WJP 1 Wittke, J.P. "Molecular Amplification and Generation of Microwaves", Proc. Inst. Radio Engrs. 45, 291 (March 1957)
- Z K 1 Zverev, G.M. Kornienko, L.S. et al., "Paramagnetic Amplifier and Generator Based on Chromium and Corundum", Zhor. Eksptl. i Theoret. Fiz. 34, 1660 (1958). Soviet Physics J.E.T.P. 7, 1141 (1958)
- ZMS 1 Zaripov, M.A. and Shamonin, J. "Paramagnetic Resonance in Synthetic Ruby", Sov. Phys. J.E.T.P. 3 171, (1956).
- Z P 1 Zverev, G.M., and Prokhorov, A.M., "Fine and Hyperfine Structure of the Paramagnetic Resonance Spectrum of the Chromic Ion in Corundum", Zhor. Eksptl. i Theoret. Fiz 34, 513 (1958); Soviet Physics J.E.T.P. 34, 1023 (1958).

Nachtrag:

- B1 Blochinzew, D.J. "Grundlagen der Quantenmechanik" Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1958
- BHP1 Bloch, F. Hansen, W.W., Packard, M. "Nuclear Induction" Phys. Rev. 69, 680 (1946); Phys. Rev. 70, 474 (1946)
- BPP1 Bloembergen, N., Purcell, E.M., Pound, R.V., "Relaxations Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption" Phys. Rev. 73, 679 (1948)
- FGB1 Feher, G., Gordon, J.P., Buehler, E., Gere, E.A., Thurmond, C.D. "Spontaneous Emission of Radiation from an Electron Spin System". Phys. Rev. 109, 221 (1958)

- K 2 Kikuchi, C., "Spin Resonance Properties of Sapphires. Certain $\text{Al}_{11}\text{B}_{VI}$ Compounds, and Calcite", The University of Michigan, College of Engineering, Final Report (Oct. 1960)
- MKS 1 Morris, R.J., Kyhl, R.L., Strandberg, M.W.P., "A Tunable Maser Amplifier with Large Bandwidth" Proc. IRE, 47, 80 (1959)
- RRS Rabi, I.I., Ramsay, N.F., Schwinger, J. "Use of Rotating Coordinates in Magnetic Resonance Problems" Rev. Mod. Phys. 26, 167 (1954)
- SD2 Schulz-duBois, E.O., "The Three Level Solid State Maser" in "Progress in Cryogenetics", Heywood & Company Ltd., London 1960
- L 1 Lösche, A., "Kerninduktion", Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1957.
- MT3 Maiman, T.H., "Optical and Microwave-Optical Experiments with Ruby", Phys. Rev. Letters, 4, 564 (1960)
- MT4 Maiman, T.H., "Stimulated Optical Radiation in Ruby" Nature, 187, 493, (1960)
- T 1 Townes, C.H., "Quantum Electronics", Proceedings of the First Symposium on Quantum Electronics, Columbia University Press, New York, 1960.

Meinem verehrten Lehrer,

Herrn Professor Dr.Dr.Dr.Dr. Boris R a j e w s k y ,
möchte ich an dieser Stelle für die Möglichkeit zur
Durchführung der vorliegenden Arbeit, für zahlreiche
fördernde Diskussionen und für seine stete Anteilnahme
am Fortschreiten dieser Arbeit aufrichtig danken.

Besonderen Dank

schulde ich Herrn Privatdozenten Dr. Albrecht R e d h a r d t ,
der mir mit seiner großen Erfahrung auf dem Gebiet der
Mikrowellenphysik immer mit seinem Rat zur Seite stand.

Herrn Instituts-Feinmechanikermeister Wilhelm S e y l
danke ich für die präzise Ausführung der Mikrowellen-
bauteile.

Lebenslauf

Am 22.6.1933 wurde ich, Heribert J.P. Reitböck, als Sohn der Eheleute Johann und Rosa Reitböck, geb. Pörringer, in Ried i.L., Österreich, geboren.

Nach der Grundschule besuchte ich ein humanistisches Gymnasium und eine technische Oberschule. 1953 legte ich das Abitur ab und immatrikulierte an der Technischen Hochschule Wien (Fachrichtung Nachrichtertechnik). Während meines Studiums hatte ich Gelegenheit, in verschiedenen Industriebetrieben, darunter auch in den U.S.A., eine Ferrialpraxis zu absolvieren.

1956 legte ich die Erste Staatsprüfung ab und begann mich bald darauf unter der Leitung von Priv. Doz. Dr. H. Zemann mit Kybernetik und Informationsverarbeitung zu befassen. Auf diesem Gebiet schrieb ich unter der Leitung von Professor Dr. H. König meine Diplomarbeit über eine spezielle Magnetband-Programmsteuerung.

Im Dezember 1958 schloß ich mit der Zweiten Staatsprüfung (Diplomprüfung) das Studium an der Technischen Hochschule Wien ab.

Im Januar 1959 erhielt ich ein Forschungstipendium des Deutschen Akademischen Austauschdienstes an das Max Planck-Institut für Biophysik in Frankfurt am Main und begann unter der Leitung von Professor Dr. Dr. B. Rajewsky auf dem Gebiet der Elektronenspinresonanzspektroskopie und ihrer Anwendung auf biologische Untersuchungen zu arbeiten. Im Sommersemester 1959 immatrikulierte ich an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt a.M. (Fachrichtung Biophysik) und begann im Rahmen einer Doktorarbeit mit der Entwicklung eines Hochtemperatur-Mikrowellenmolekularverstärkers.

Im Herbst 1961 war der Molekularverstärker fertiggestellt; das Ergebnis wurde in der "Zeitschrift für Naturforschung" veröffentlicht (Zeitschr. f. Naturf. 17a, 187 (1962)).

Seit November 1961 bin ich mit der Verwaltung einer Assistentenstelle am Max Planck-Institut für Biophysik beauftragt.

